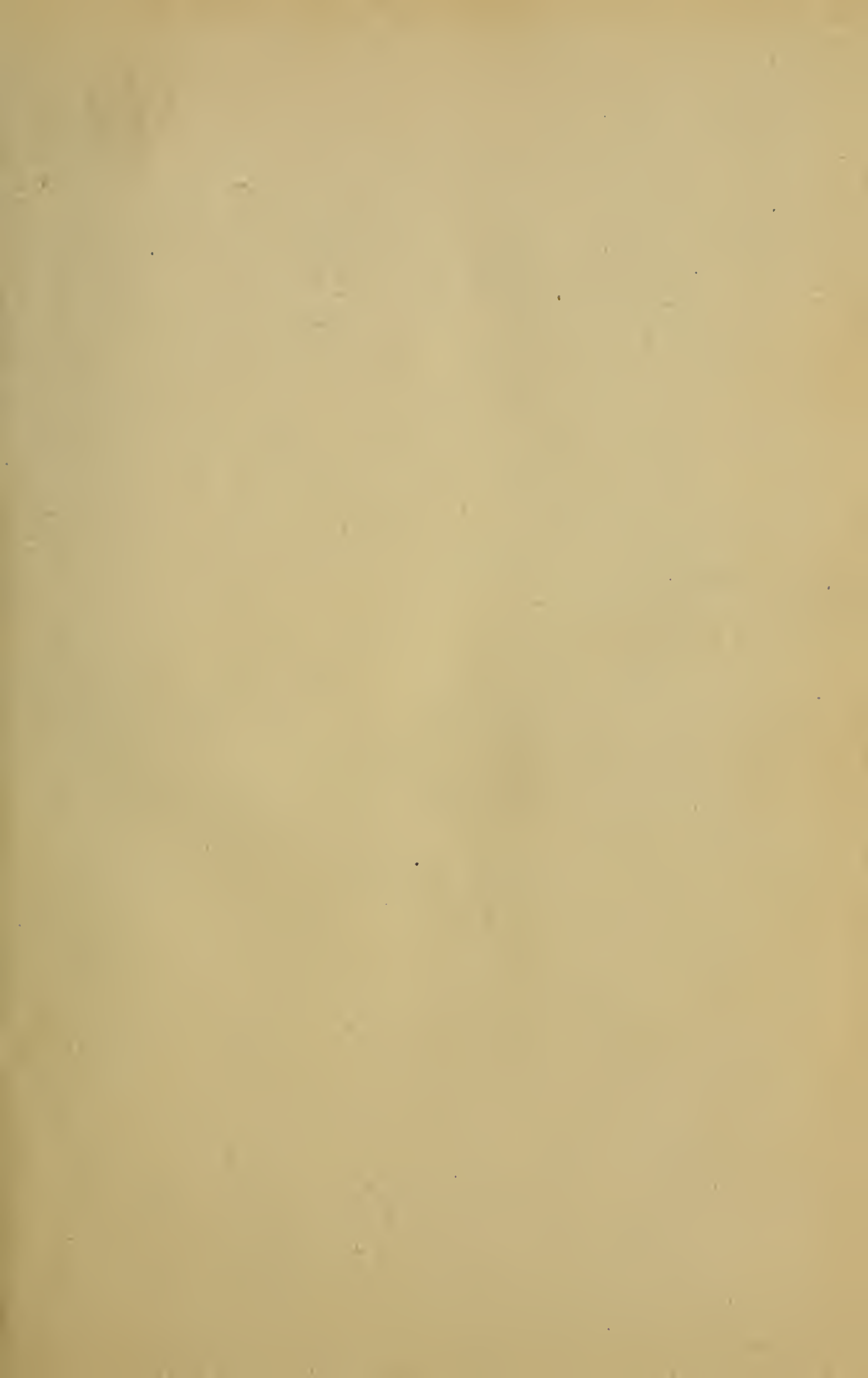










Lehrbuch

der

kosmischen Physik

von

Dr. Svante August Arrhenius

Professor der Physik an der Hochschule Stockholm.

Erster Teil

Mit 166 Abbildungen im Text und 2 Tafeln.



Leipzig

Verlag von S. Hirzel

1903.

Vorwort.

Wenige Zweige der Wissenschaft haben in der jüngsten Zeit so grosse Fortschritte gemacht, wie die kosmische Physik. Dies beruht wohl in erster Linie auf dem alleinstehenden Fleiss, mit welchem in den letzten Jahrzehnten Thatsachenmaterial gesammelt worden ist, wodurch unsere Kenntnisse in höchstem Grade bereichert und unsere Ansichten in vielen Fällen befestigt, in anderen aber bedeutend verändert worden sind. Es giebt beinahe keine einzige Abteilung dieser so ausserordentlich vielseitigen Wissenschaft, welche nicht in dieser Hinsicht gerade jetzt eine Blüteperiode durchlebt.

Andererseits hat die theoretische Physik, ebenso wie die damit verwandte Chemie, ähnliche Stadien von einer kräftigen Entwickelung durchgemacht, wodurch neue Gesichtspunkte zur Verwertung des Beobachtungsmaterials gewonnen worden sind.

Unter solchen Umständen scheint es wohl erwünscht, eine Bearbeitung der kosmischen Physik zu erhalten, bei welcher die modernen Ansichten der rationellen Wissenschaften berücksichtigt werden.

Als die Verlagsfirma S. Hirzel mir den Auftrag gab, eine solche Bearbeitung auszuführen, habe ich denselben nur mit Zögern angenommen. Es ist ja so gut wie unmöglich, alle die verschiedenartigen Verwendungen der Physik und Chemie auf kosmische Gegenstände zu beherrschen. Da ich aber an der Hochschule zu Stockholm Vorlesungen über alle Teile der kosmischen Physik gehalten habe, fasste ich dieselben zusammen und revidierte und ergänzte sie. Dabei habe ich kräftige Unterstützung von mehreren befreundeten Fachgenossen erhalten, unter denen ich hier Dr. Ekholm und Dr. v. Euler nennen will.

Das Kapitel XI der Physik der Atmosphäre ist von Herrn J. W. Sandström in Stockholm geschrieben und von mir nur so weit umgeformt, dass es in den vorliegenden Rahmen einpassen würde. Auf diese Weise ist es mir möglich gewesen, eine Darstellung der neuesten theoretischen Behandlungsweise der atmosphärischen Bewegungen zu geben, welche mir in vielen Beziehungen vor den alten Auslegungen bedeutende Vorteile zu bieten scheint.

Meinem Freunde Dr. Alexis Finkelstein in Bernburg a. S. bin ich zu vielem Danke verpflichtet für seine bereitwillige Hilfe bei der Richtigstellung des deutschen Textes und bei der Korrektur.

Die meisterhaften Lehrbücher der Meteorologie von Prof. A. Angot und besonders Prof. J. Hann sind mir bei der Ausarbeitung des ersten Teiles der Physik der Atmosphäre von grösstem Nutzen gewesen.

Bei der Behandlung des vorliegenden Themas habe ich die rein astronomischen, hydrographischen, geologischen und meteorologischen Fragen zu vermeiden gesucht und soweit möglich nur solche Probleme zur Behandlung aufgenommen, welche mit der Physik und Chemie innige Berührung haben.

Für die sorgfältige und prächtige Ausstattung des so entstandenen Buches bin ich der Firma S. Hirzel sehr verpflichtet.

Stockholm, im Dezember 1902.

Der Verfasser.

Inhaltsverzeichnis

zum 1. Teil

Physik der Erde.

Physik des Himmels.

I. Die Fixsterne.

Einleitung. Von allen Naturwissenschaften ist die Astronomie die älteste. Schon den niedrigst stehenden Völkern konnte es nicht entgehen, dass im Laufe der Zeit viele mächtig eingreifende Erscheinungen nach gewissen Zeiträumen sich wiederholen. Die auffallendste dieser Erscheinungen ist der regelmässige Wechsel von Tag und Nacht. Demnächst kommt diejenige der Jahreszeiten, welche sich äussert in der Aufeinanderfolge von heissen und kalten, von trocknen und regnerischen Zeiten und in den damit zusammenhängenden Erscheinungen der Schneebedeckung der Erdoberfläche und Vereisung der Seen, bezw. in Überflutungen (z. B. des Nils) oder in Eintrocknen von Sümpfen, Morasten u. s. w. Diese für den Haushalt der Völker überaus wichtigen Umstände traten regelmässig dann auf, wenn die Himmelskörper (Sonne, Mond und die Sterne) eine bestimmte Stellung auf dem Himmelsgewölbe einnahmen. Um im voraus wissen zu können, wann diese Zeiten wiederkehren würden, beobachtete man die Sonne, den Mond und die Sterne und fand bald, dass dieselben viel regelmässiger ihre Stellungen ändern als die vorhin genannten periodischen Erscheinungen aufeinander folgen. Es war danach mehr angemessen, die Länge der Periode nach der Stellung der Himmelskörper zu berechnen, als nach den Witterungserscheinungen zu bemessen. Die so ermittelte Hauptperiode wurde ein Jahr genannt, und ein siderisches Jahr wird danach definiert als die Zeitdauer, welche verfliesst zwischen zwei aufeinanderfolgenden Zeitpunkten, in welchen die Stellung der Sonne unter den Sternen so nahe wie möglich die gleiche ist. Unterabteilungen dieser Hauptperiode ergeben sich durch die Stellung des Mondes. So entstand das in zwölf Monate eingeteilte Jahr. Die kleinste Zeiteinheit war der Tag (Gesamtdauer von Tag und Nacht), dessen Länge nur von der Stellung der Sonne in Bezug auf den Horizont des Beobachters

abhängt. Endlich wurde dieser in vier Teile: Nacht, Morgen, Tag und Abend eingeteilt. Zu einer ähnlichen Zeiteinteilung sind schon die niedrigsten Völker gelangt.

Ausser den genannten Witterungserscheinungen waren es auch andere Umstände, welche zu Beobachtungen der Himmelskörper anregten. Es dämmerte schon früh bei den meisten Völkern auf, dass die Quelle alles Lebens (und aller Bewegung) in den Strahlen der Sonne zu suchen ist. Im Anschluss an diese Auffassung bildete sich eine göttliche Verehrung der Sonne aus, welche in den meisten Religionen aufzufinden ist. Danach lag es nahe dem Monde als Lichtspender eine, wohl etwas untergeordnete, aber doch hervorragende Stelle neben der Sonne einzuräumen. Und allmählich wurden auch die Sterne als Göttlichkeiten aufgenommen. Demnach lag es den Priestern, welche die gebildete Klasse der verschiedenen Völker ausmachten, ob, astronomische Beobachtungen anzustellen, um die mächtigen Herrscher über Leben und Tod und über das Schicksal der Menschen näher kennen zu lernen. Und so sehen wir, wie schon in den ältesten Zeiten menschlicher Kultur Sternwarten errichtet wurden, wo der Gang der Himmelslichter verzeichnet wurde. Ganz enormes Aufsehen erregten dabei die Verfinsterungen, besonders der Sonne. Diese Erscheinungen wurden deshalb sorgfältig als Wahrzeichen in die Chroniken eingetragen, wodurch uns ausserordentlich wertvolle Bestimmungen zur Feststellung des genauen Zeitpunktes historischer Ereignisse erhalten worden sind. Besondere Beamten hatten den Auftrag, solche Verfinsterungen im Voraus zu berechnen und mussten häufig mit ihrem Leben für die Richtigkeit ihrer Prophezeiungen einstehen.

Es wurde also schon seit dem Beginn der historischen Zeit emsig ein Material betreffs der Himmelserscheinungen gesammelt, welches jetzt die Grundlage der Astronomie ausmacht. Aus diesem ist durch die Naturforscher als reinstes Produkt eine Anschauung gewonnen über die Kräfte, welche im Weltall walten, und über die Bausteine, woraus dieses aufgebaut ist.

Maasse der Länge und der Zeit. Bevor wir die wichtigsten Punkte dieser Anschauung darlegen, wollen wir einige Maasseinheiten uns auswählen, mit welchen wir später die Grössen, welche eine Rolle im Weltall spielen, bestimmen können. Bekanntlich ist unser Erdkörper ein Sphäroid, dessen Äquatorialradius 6378,25, und dessen Polarradius 6356,52 Kilometer beträgt. Die Erde dreht sich um ihre Achse einmal in einem Sterntag, der in 24 Stunden Sternzeit eingeteilt wird und

23^h, 56^m, $4{,}091^s$ mittlerer Sonnenzeit beträgt. Mit anderen Worten, wenn wir zwei aufeinanderfolgende Momente beobachten, in welchen ein beliebiger Stern durch die Meridianebene, d. h. die Vertikalebene, welche durch die Erdpole und den Beobachtungsort gelegt ist, hindurchgeht, finden wir, dass zwischen diesen Zeitpunkten eine Zeit von 23^h, 56^m, $4{,}091^s$ vergeht.

Aus diesen Angaben können wir berechnen, dass die Umdrehungsgeschwindigkeit eines Punktes am Erdäquator (an der Meeresoberfläche) 465 Meter per Sekunde beträgt.

Die Erde bewegt sich in einer nahezu kreisförmigen Bahn um die Sonne, die im Mittel in einem Abstand von 149,5 Millionen Kilometer entfernt ist, der also etwa 23440 mal grösser als der Erdradius (am Äquator) ist. Diese Bahn wird von der Erde in einem Jahr beschrieben. Daraus lässt sich berechnen, dass die mittlere Geschwindigkeit der Erde in ihrer Bahn 29,7 Kilometer per Sekunde beträgt. Wegen der grossen Entfernungen zwischen den Himmelskörpern benutzt man häufig den Erdbahnradius (die Sonnenweite) als Maasseinheit für dieselben. Für die Abstände in unserem Sonnensystem ist diese Längeneinheit sehr geeignet; die Ausdehnung des Sonnensystems möge durch den Abstand des äussersten bekannten Planeten, des Neptun, von der Sonne, welcher etwa 30 Erdbahnradien ausmacht, charakterisiert sein.

Bei der Ausmessung der Abstände zwischen Sternen ist aber häufig diese Längeneinheit zu klein, um bequem zu sein. Man giebt dann die Länge entweder in Millionen Sonnenweiten oder auch in Lichtjahrweiten an, d. h. giebt die Anzahl Jahre an, welche das Licht brauchen würde, um die betreffende Länge zurückzulegen. Da die Geschwindigkeit des Lichtes 300000 Kilometer pro Sekunde beträgt, so entspricht eine Lichtjahrweite 9,47 Billionen Kilometer oder 63300 Erdbahnradien, und eine Million Sonnenweiten ist gleich 15,8 Lichtjahrweiten.

Anstatt des Sterntages benutzt man im täglichen Leben den mittleren Sonnentag, der in 24 Stunden eingeteilt wird. Ein Sonnentag ist der Zeitraum, welcher verstreicht zwischen zwei aufeinander folgenden Momenten, in welchen der Mittelpunkt der Sonne dieselbe Meridianebene passiert. Da nun die Erde, von einem Punkt über dem Nordpol gesehen, sich in umgekehrter Richtung wie die Zeiger einer Uhr bewegt (vgl. Fig. 1) und die Achsenumdrehung der Erde (E) in derselben Richtung vor sich geht, so wird ein Stern (S), welcher an einem Tag genau gleichzeitig mit der Sonne (A), d. h. am Mittag, durch die Meridianebene geht, am folgenden Tag, wenn die Erde bei E_1 steht, die

Meridianebene etwas früher passieren, während dieselbe die mit ES oder EA parallele Richtung E_1 S_1 enthält, wie die Sonne, welche die Meridianebene in dem Moment passiert, wenn sie die Linie E_1A enthält. Auf diese Weise wird der Meridianendurchgang der Sonne für jeden Tag etwas (im Mittel 235,909 Sekunden) nach denjenigen des Sterns verspätet. Aber nach genau einem Jahr, wenn die Erde wieder die Stelle E erreicht hat, trifft offenbar wieder die erste neue Koincidenz der Meridianendurchgänge der Sonne und des betreffenden Sterns ein. Daraus folgt, dass ein Jahr genau einen Sterntag mehr, als die Anzahl der Sonnentage pro Jahr, enthält.

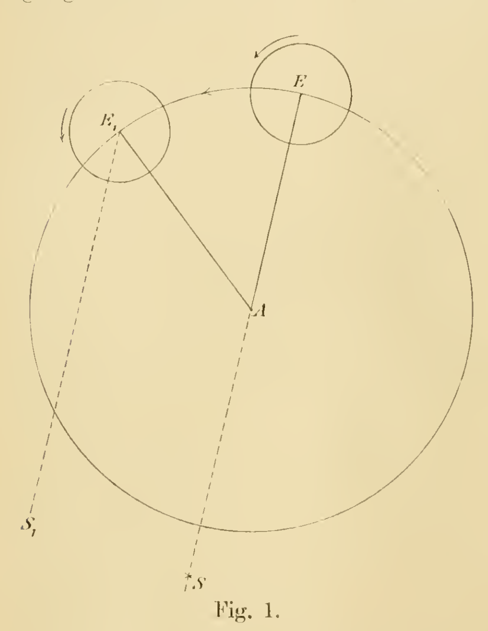


Fig. 1.

Man hat gefunden, dass die Länge des nach der Stellung der Sonne am Sternhimmel bestimmten sogenannten siderischen Jahres, nicht vollkommen mit der Länge des aus dem Wechsel der Jahreszeiten ermittelten, sogenannten tropischen Jahres übereinstimmt. Dieser Wechsel beruht darauf, dass im Winter die Tage kürzer, im Sommer dagegen länger als 12 Stunden sind. Im Frühling geschieht es jedes Jahr einmal, dass die Länge des Tages genau 12 Stunden wird. Der Moment, in welchem dies eintrifft, wird Frühlingsäquinoctium genannt, und die Sonne steht dann in dem sogenannten Frühlingspunkte. Das tropische Jahr wird als die Zeitdauer zwischen zwei aufeinander folgenden Frühlingsäquinoctien definiert. Da in dem praktischen Leben der Wechsel der Jahreszeiten viel wichtiger als die Stellung der Sonne ist, so rechnet man für gewöhnlich mit tropischen Jahren die im Mittel etwa 20 Minuten kürzer als die siderischen Jahre sind. Ein tropisches Jahr umfasst im Mittel 365,242 Tage, während ein siderisches Jahr gleich 365,256 Tagen ist. Der Unterschied zwischen dem siderischen und dem tropischen Jahr rührt daher, dass der Frühlingspunkt nicht auf dem Himmel still steht, sondern sich allmählich zwischen den Fixsternen verschiebt, und zwar so, dass er, vom Nordpol gesehen, jährlich einen Bogen

von etwa 50″ in retrograder Richtung, d. h. im selben Sinne wie die Zeiger einer Uhr, beschreibt. Die Erde bewegt sich um die Sonne in der entgegengesetzten Richtung.

Bestimmung der Lage eines Punktes auf dem Himmel. Sternbilder. Die Lage eines Sterns in einem bestimmten Augenblick kann in mehreren Weisen bestimmt werden, erstens aus seiner Zenitdistanz und seinem Azimut. Unter Zenitdistanz versteht man den Winkel zwischen der Lotlinie und der Sichtlinie des Sternes, unter Azimut den Winkel, welcher von der Meridianebene des Beobachtungsortes und der Vertikalebene, welche durch den Stern und den Beobachtungsort geht, eingeschlossen ist. Unter Höhe eines Sterns versteht man den kleinsten Winkel seiner Sichtlinie mit der Horizontalebene. Die Höhe und die Zenitdistanz eines Sterns bilden zusammen einen rechten Winkel.

Anstatt einer von diesen Koordinaten kann man auch im Allgemeinen den Stundenwinkel des Sterns angeben, d. h. den Winkel, welcher von der Meridianebene des Beobachtungsortes und der durch den Stern und die Erdpole gelegten Ebene eingeschlossen ist. Der Stundenwinkel wird gewöhnlicherweise im Sinne der täglichen (scheinbaren) Bewegung, d. h. von Ost nach West gerechnet und in Stunden (Sternzeit) von 0^h bis 24_h oder in Bogengraden von 0^0 bis 360^0 gezählt. In dem ersten Maass ausgedrückt giebt der Stundenwinkel an, wie viele Stunden seit dem letzten Durchgange (Kulmination) des betr. Sterns durch die Meridianebene des betr. Ortes verflossen sind. Auch der Stundenwinkel und die Deklination (vgl. unten) werden häufig als die Koordinaten eines Sterns benutzt.

Da aber zufolge der Umdrehung der Erde um ihre Achse die Zenitdistanz, der Azimut und der Stundenwinkel eines Sterns stetig mit der Zeit sich verändern, und übrigens vom Beobachtungsorte abhängen, hat man die Lage eines Sterns auf dem Himmelsgewölbe in anderen, sehr langsam sich ändernden Grössen angegeben, nämlich Deklination (Abweichung) und Rektascension (gerade Aufsteigung). Durch den Stern kann man einen sogenannten Stundenkreis legen, welcher der Erdachse parallel ist und den Beobachtungsort als Mittelpunkt hat. Derjenige Bogen dieses Stundenkreises, welcher zwischen der Richtung der Erdachse und der Sichtlinie des Sterns liegt, wird Poldistanz, derjenige, welcher zwischen der Sichtlinie und der Äquatorialebene liegt, wird Deklination des Sterns genannt und im Folgenden mit D bezeichnet. Poldistanz und Deklination ergänzen sich offenbar zu einem rechten Winkel. Die Erdbahn bildet eine Ebene, die Ekliptik genannt wird. Die Ekliptik und die Äquatorialebene

der Erde schneiden sich längs einer geraden Linie. Diese Linie geht durch zwei Punkte auf dem Himmel, welche die Äquinoctial- oder Nachtgleichpunkte genannt werden, weil Tag und Nacht gleich lang sind, wenn die Sonne sich in einem dieser beiden Punkte befindet. Der eine dieser Punkte, welchen die Sonne am 21. März von Süd nach Nord durch den Äquator gehend passiert, wird Frühlingspunkt genannt, der andere, welchen die Sonne von Nord nach Süd durch den Äquator gehend am 22. September trifft, heisst der Herbstpunkt (vgl. S. 4).

Der Frühlingspunkt wird als Ausgangspunkt benutzt für die Bestimmung der für gewöhnlich mit *A R* bezeichneten Rektascension (geraden Aufsteigung) eines Sterns, welche den Bogen bedeutet, der auf dem Äquatorialkreis zwischen dem Frühlingspunkt und dem Schnittpunkt des Stundenkreises des Sterns mit dem Äquatorialkreise eingeschlossen wird. Die Rektascension wird im Sinne der wahren Bewegung der Sonne (von Westen nach Osten), also in entgegengesetzter Richtung wie der Stundenwinkel gerechnet. Hieraus folgt, dass die Rektascension eines Sternes die Sternzeit eines Ortes in dem Augenblicke der (oberen) Kulmination des Sternes angiebt.

Anstatt der Äquatorialebene kann man die Ekliptik zur Bestimmung der Lage eines Sternes benutzen. Der Winkel zwischen der Sichtlinie des Sternes und der Ekliptik wird Breite des Sterns und das Bogenstück zwischen dem Frühlingspunkt und dem Schnittpunkt eines durch den Stern gelegten auf der Ekliptik senkrechten grössten Kreises mit dem Ekliptik-Kreise wird Länge des Sternes genannt. Man rechnet bei der Bestimmung von Sternlängen ebenso wie bei denjenigen von Rektascensionen immer (von Nord gesehen) von West gegen Ost.

Wegen der langsamen Änderung dieser Koordinaten ist zur genauen Bestimmung auch ein Datum der Zeit anzugeben. Die unten angeführten Grössen der Rektascension und Deklination beziehen sich auf das Jahr 1900.

Die Ekliptik hat jetzt eine mittlere Neigung von $23^0, 27'$ gegen die Äquatorialebene. Dieser Winkel wird Schiefe der Ekliptik genannt. Eine durch den Beobachtungsort gezogene, gegen die Ekliptik senkrechte Gerade nennt man Achse der Ekliptik, und der Punkt, gegen welchen der nach Norden gehende Teil dieser Achse gerichtet ist, der nördliche Pol der Ekliptik. Dieser Pol liegt gegenwärtig im Sternbilde des Drachen, Der Frühlingspunkt befindet sich jetzt im Sternbilde der Fische, der Herbstpunkt in demjenigen der Jungfrau. Vor etwa 2000 Jahren, als diese Koordinaten von den griechischen Astronomen eingeführt wurden,

lag der Frühlingspunkt im Sternbilde des Widders (Aries) und der Herbstpunkt im Sterne der Waage (Libra). Die Astronomen bezeichnen deshalb noch immer diese beiden Punkte mit den Zeichen des Widders (♈) und der Waage (♎).

Zur Orientierung auf dem Himmelsgewölbe hat man sich sogenannte



Fig. 2. Karte des mittleren Teiles des nördlichen Sternhimmels.

Sternbilder erdacht. Zwölf derselben liegen in der Ekliptik, in welcher demnach die Sonne, der Mond und die Planeten nahezu stehen. Diese zwölf Sternbilder, welche von den Assyriern erdacht wurden, heissen mit einem gemeinsamen Namen der Tierkreis (Zodiak.) Sie sind: Widder, Stier, Zwillinge, Krebs, Löwe, Jungfrau, Waage, Skorpion, Schütze,

Steinbock, Wassermann und die Fische. Ein lateinischer Gedächtnisvers fasst sie folgendermassen zusammen:

> Sunt Aries, Taurus, Gemini, Cancer, Leo Virgo,
> Libraque, Scorpio, Arcitenens, Caper, Amphora, Pisces.

Jedes von ihnen umfasst etwa 30 Grade von der Ekliptik. Betreffs der

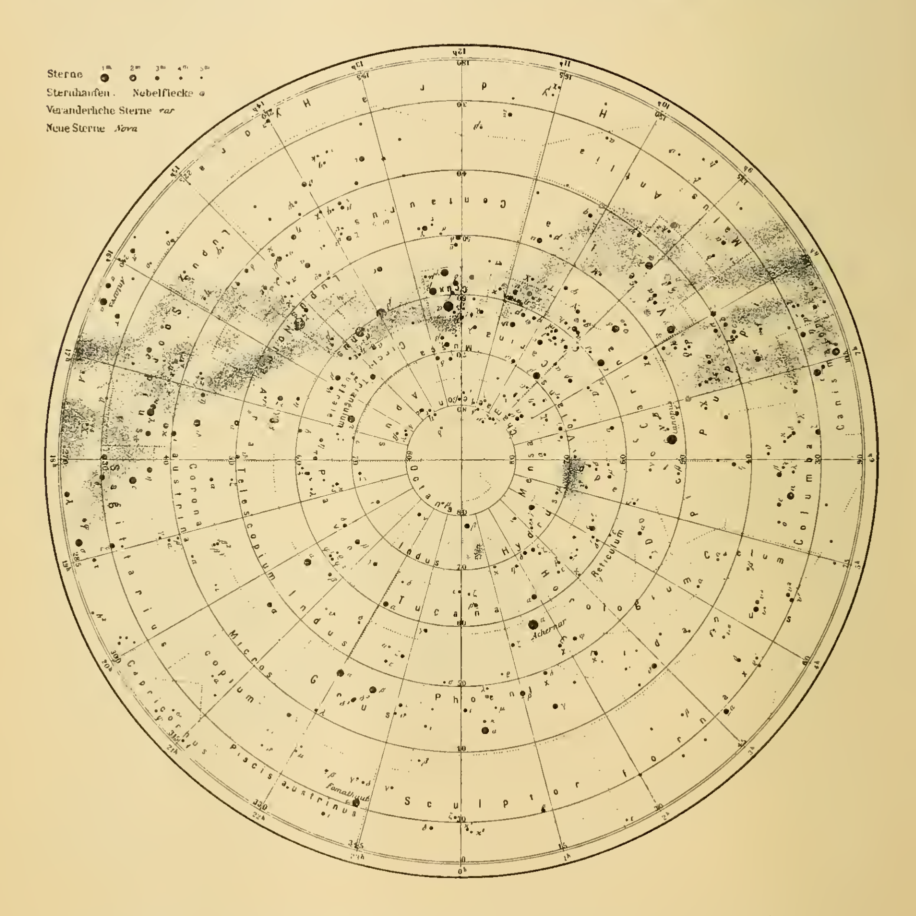


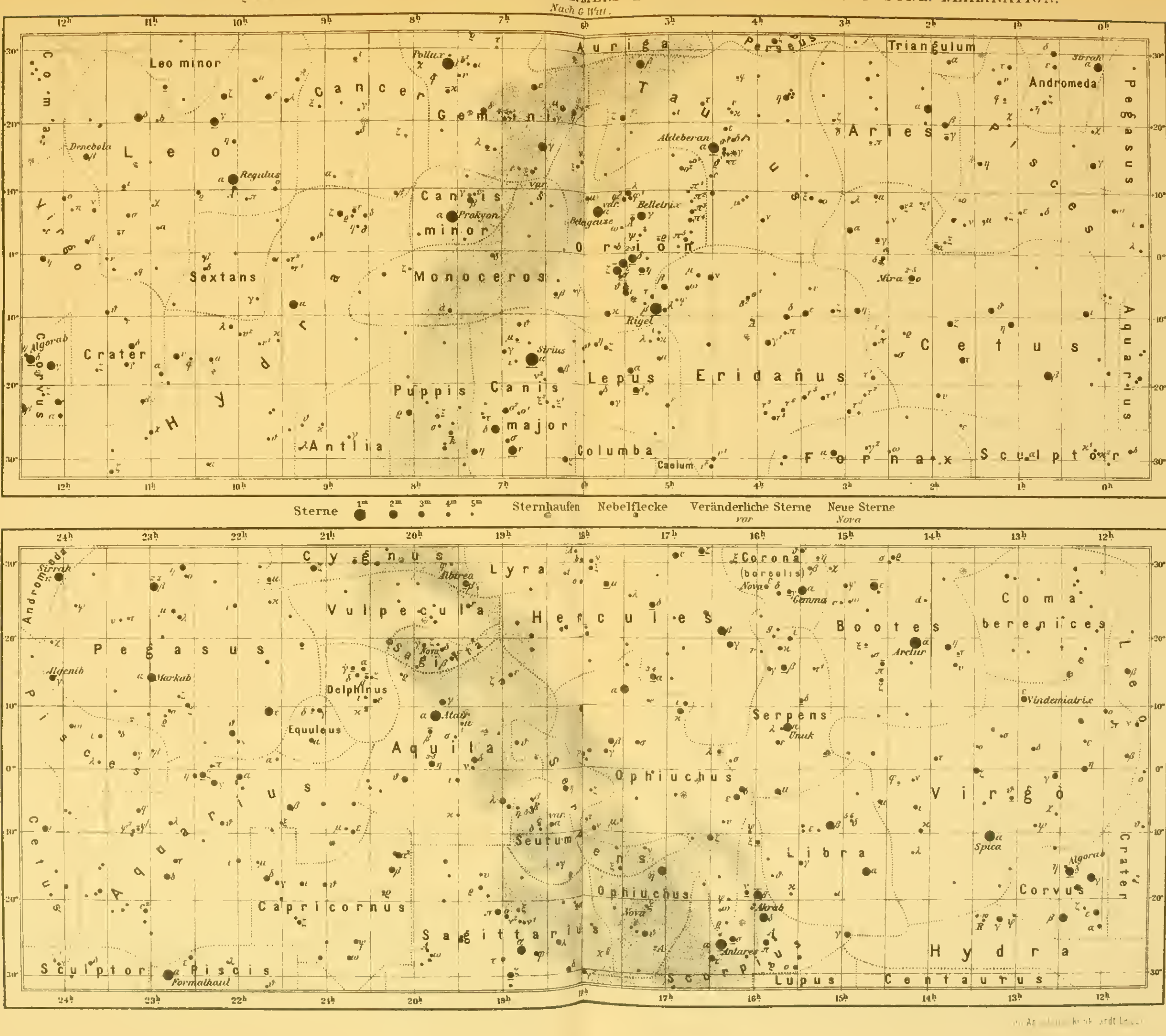
Fig. 3. Karte des mittleren Teiles des südlichen Sternhimmels.

Lage und dem Namen der wichtigsten Sternbilder wird auf die nebenstehenden Sternkarten verwiesen (Tafel I und Fig. 2 und 3). Auf dem nördlichen Sternhimmel dienen zur Orientierung grosser und kleiner Bär, Cassiopeja, Fuhrmann, Schwan, am Äquator Adler und Orion, auf dem südlichen Sternhimmel Grosser Hund und Südkreuz. Die Sterne werden





KARTE DER ÄQUATORIALZONE DES GESTIRNTEN HIMMELS ZWISCHEN 32° NÖRDL. UND SÜDL. DEKLINATION.





mit einem griechischen Buchstaben und dem Namen des Sternbildes bezeichnet, wobei für gewöhnlich der hellste Stern mit dem Buchstaben α, der nächst-hellste mit β und so weiter bezeichnet werden. So ist α Lyrae der hellste Stern im Sternbilde der Leier und führt somit, wie sehr viele hellere Sterne einen eigenen Namen, „Wega", α Leonis ist „Regulus", der hellste Stern im Löwen, α Canis majoris ist der „Hundestern", „Sirius", der hellste von allen Sternen. Da diese Bezeichnungen nicht auf die Dauer ausreichten, benannte man die Sterne nach der Nummer, unter welchen sie in den grösseren Katalogen aufgeführt sind, z. B. „Groombridge 1520" bedeutet den Stern No. 1520 im Katalog von Groombridge, „Lacaille 9352" den unter No. 9352 im Katalog von Lacaille aufgeführten Stern, „G. C. 1050" das im General-Katalog unter No. 1050 aufgeführte Himmelsobjekt.

Die Helligkeit der Sterne. Die Sterne haben sehr verschiedene Helligkeit. Als Einheit hat man die Helligkeit der Wega gesetzt. Der hellste Stern ist, wie gesagt, Sirius, welcher, obwohl auf dem südlichen Himmel befindlich, auf unserer Breite sehr häufig (im Winter) sichtbar ist. Seine Helligkeit wird nach unten angegebenen Gründen durch die Zahl 4,28 ausgedrückt. Die Helligkeit eines Himmelsobjektes ist recht stark von seiner Höhe auf dem Himmelsgewölbe abhängig. Dies beruht auf der mit der Höhe veränderlichen Länge der atmosphärischen Dunstschicht, welche seine Strahlen zu durchqueren haben, bevor sie unser Auge erreichen. Diese Erscheinung ist am auffallendsten bei dem Mond und der Sonne, welche am Horizont stehend viel dunkler erscheinen, wie höher auf dem Himmel. Infolge derselben Ursache leuchten die Sterne viel heller auf hohen Bergen, als an der Meeresoberfläche und die Sternbilder, z. B. dasjenige der Plejaden, erscheinen, wenn sie von hochgelegenen Punkten in den Bergen gesehen werden, viel reicher an Sternen, wie wir gewohnt sind. So z. B. sieht man bei der Sternwarte in Arequipa auf der peruanischen Hochebene (2457 m über dem Meer) elf Sterne in der Plejaden-Gruppe, während man an der Meeresoberfläche deren fünf, unter günstigen Umständen, in sehr reiner Luft, sieben zählen kann. Dieser Umstand gab die Veranlassung zur Verlegung der besten Sternwarten auf hochgelegene Punkte, z. B. die Licksternwarte auf Mount Hamilton (1480 m), die Sternwarten auf dem Ätna und dem Montblanc (2942 und 4600 m Höhe) und die genannte Arequipa-Sternwarte. Man hat auch diesen Sternwarten die grössten Erfolge der jetzigen Astronomie zu verdanken.

Argelander versuchte die Helligkeit der Sterne mit blossem Auge

zu schätzen, und stellte Helligkeitsklassen auf. Zur ersten Klasse, die leuchtendsten Sterne umfassend, gehören 20 Sterne, zur zweiten 51, zur dritten 200, zur vierten 595, zur fünften 1213 und zur sechsten, welche die schwächsten, mit blossem Auge sichtbaren Sterne enthält, 3640 Sterne. Später hat man durch genaue photometrische Messungen die Lichtstärke der verschiedenen Sterne bestimmt. Man beobachtet dann den fraglichen Stern mit einem Fernrohr, in welches auch das Bild eines kleinen Lichtpunktes durch Spiegelung hineingeworfen wird, so dass man das Bild des Sterns und dasjenige des Lichtpunktes — des sogenannten künstlichen Sterns — nebeneinander scharf sieht. In den Weg des Lichtstrahles von dem Lichtpunkt sind zwei Nicolsche Prismen gestellt. Wenn die Polarisationsebenen dieser beiden Nicols zusammenfallen, geht das Licht ungeschwächt durch diese Vorrichtung, wenn die beiden Polarisationsebenen dagegen senkrecht aufeinander stehen, wird das Licht ausgelöscht. Im Allgemeinen, wenn die beiden Polarisationsebenen einen Winkel von α Grad bilden, so ist die Lichtstärke

$$J \cos^2 \alpha,$$

wenn J die Lichtstärke des künstlichen Sterns bei Zusammenfallen der beiden Polarisationsebenen darstellt. Den Winkel zwischen den beiden Polarisationsebenen kann man durch Drehung des einen Nicols beliebig verändern, und durch Ablesung auf einer damit verbundenen Kreisteilung kann man diesen Winkel messen. Es ist demnach, wenn nur die Helligkeit J grösser ist, als diejenige des zu untersuchenden Sterns, nicht schwer, durch Drehung des Nicols einen solchen Wert von $J \cos^2 \alpha$ herzustellen, dass die beiden Sterne gleich hell erscheinen. Vergleicht man dann einen zweiten Stern mit dem künstlichen und findet, dass dabei eine Drehung α' nötig ist, so verhalten sich die Helligkeiten der beiden Sterne wie $\cos^2 \alpha : \cos^2 \alpha'$. Dieses Photometer rührt von Zöllner her.

Da die Sterne häufig verschiedene Farben besitzen, und die Helligkeit von verschieden gefärbten Objekten sehr schwer zu vergleichen ist, brachte auch Zöllner eine Vorrichtung an, um die Farbe des künstlichen Sterns beliebig zu ändern.

Durch solche Messungen hat man gefunden, dass die Sterne der ersten Grössenklasse im Mittel etwa 2,52 mal stärker leuchten, als diejenigen zweiter Klasse, diese wiederum etwa 2,52 mal stärker als diejenigen dritter Klasse u. s. w.

Was die absolute Stärke der Sternenstrahlung angeht, so fand Zöllner, dass das Licht der Sonne etwa 56000 Millionen mal heller als dasjenige der Capella strahlt, welche etwa um 18 Prozent von Wega, deren Licht-

stärke als Einheit angenommen ist, übertroffen wird. Dieser Stern leuchtet demnach etwa 46000 Millionen mal schwächer als die Sonne. Der am stärksten leuchtende Stern Sirius erscheint folglich etwa 11000 Millionen mal lichtschwächer als die Sonne.

Sternörter. Die Lage der Sterne ist schon lange Gegenstand von Katalogisierungsarbeit gewesen. Etwa 150 Jahre vor unserer Zeitrechnung bestimmte Hipparch mit einfachen instrumentellen Hilfsmitteln mehr als 1000 Sternörter. Dieses Verzeichnis, welches bis auf unsere Zeit erhalten worden ist, giebt sehr wichtige Daten zur Bestimmung der Ortsveränderungen, welche die Fixsterne in den danach verflossenen 2000 Jahren erlitten haben. In der Mitte des 15. Jahrhunderts beobachtete Ulugh-Bey dieselben Sterne und in neuerer Zeit haben mehrere immer reichhaltigere und genauere Bestimmungen der Sternörter stattgefunden. Sehr wertvolle Angaben über Sternörter enthält der Katalog von Bradley vom Jahre 1755. Die grössten neueren Unternehmungen in dieser Hinsicht sind die Katalogarbeiten von Argelander und der Zonenkatalog der astronomischen Gesellschaft, in welchem alle Sterne bis zur neunten Grösse verzeichnet sind, und woran die grösseren Sternwarten aller civilisierten Nationen mitarbeiten.

Den grossartigsten Fortschritt auf diesem Gebiet verdanken wir aber der photographischen Abbildung des Himmelsgewölbes. Ein internationaler Astronomenkongress zu Paris 1887 beschloss, dass photographische Aufnahmen von dem Sternhimmel gemacht werden sollten, wobei noch die Sterne bis zur 13. Grösse mitgenommen werden. Man wird auf diese Weise die Lage von etwa drei Millionen Sternen in unserer Zeit feststellen. Die helleren Sterne geben bei gleich langer Belichtung (Exposition) auf gleiche photographische Platten ein stärkeres (und mehr ausgedehntes) Bild als die weniger hellen. Auf diese Weise ist es gelungen, die Helligkeit der Sterne photographisch zu vergleichen.

Da die chemische Wirksamkeit der blauen, violetten und ultravioletten Strahlen auf der photographischen Platte am stärksten ist, während die gelben und grünen Strahlen am kräftigsten auf das Auge wirken, so stimmt die photographisch gemessene Stärke eines Sternes im allgemeinen nicht mit der optisch gemessenen genau überein. Es ist deshalb nötig, beide Methoden nebeneinander zu verwenden.

Die relative Menge der Sterne verschiedener Grössen. Da die Helligkeit eines aus der Ferne gesehenen Lichtpunktes dem Quadrate der Entfernung umgekehrt proportional ist, so müssen die

Sterne zweiter Grössenordnung im Mittel etwa $\sqrt{2,52}$, d. h. 1,59 mal weiter entfernt sein als diejenigen erster Grössenordnung, wenn man nämlich, was ja von vornherein wahrscheinlich erscheinen mag, annimmt, dass die Sterne verschiedener Klassen im Mittel gleiche Lichtmengen aussenden. Die relativen Abstände der Sterne der sechs ersten Grössenordnungen würden sich nach dieser Annahme verhalten wie die Zahlen:

$$1 : 1,59 : 2,52 : 4,60 : 6,35 : 10,08.$$

Wenn nun die Sterne gleichmässig im Raum verteilt wären, so müsste die Anzahl der Sterne in einer Kugel vom Radius 2 achtmal so gross sein, wie diejenige in einer Kugel vom Radius 1, oder im allgemeinen in einer Kugel vom Radius r müssten r^3 so viele Sterne sich befinden, wie in der Kugel mit dem Einheitsradius. Wenn wir als diese Kugel diejenige nehmen, welche die Sterne erster Grössenordnung umfasst, so müssten die Mengen der Sterne der ersten Ordnung zu der Summe der Mengen der Sterne erster und zweiter Ordnung u. s. w. sich verhalten wie:

$$1 : (1,59)^3 : (2,52)^3 : (4,00)^3 : (6,35)^3 : (10,08)^3,$$

d. h. wie: $1 : 4 : 16 : 64 : 256 : 1024.$

Mit anderen Worten, die Zahl der Sterne einer Grössenklasse sollte drei mal grösser sein, als die Zahl aller Sterne höherer Grössenordnung zusammen. Anstatt der Zahl 3 finden wir aber folgende Zahlen:

$$\frac{51}{20} = 2,55;\ \frac{200}{71} = 2,82;\ \frac{595}{271} = 2,20;\ \frac{1213}{866} = 1,40;\ \frac{3640}{2079} = 1,75,$$

alles Zahlen, welche nicht unbeträchtlich unter 3 liegen.

Dieser Umstand zeigt, dass entweder die Verteilung der Sterne im Raume nicht gleichmässig ist, oder dass die Voraussetzung nicht richtig ist, welche verlangt, dass die Lichtstärke dem Quadrat der Entfernung umgekehrt proportional sei. Wenn man auch die Möglichkeit der ersten Annahme zugeben muss, so scheint doch die Abweichung zwischen der Rechnung und der gemessenen Zahl manchen Astronomen zu gross, als dass sie aus der Ungleichmässigkeit der Verteilung zu erklären wäre. Man muss denn die zweite Annahme zugeben. Diese wäre am leichtesten zu verstehen, wenn man annähme, dass sich in dem Raum ein lichtabsorbierendes Medium befindet. Dieser lichtabsorbierende Stoff kann nicht wohl gasförmig sein, denn in diesem Fall würde sich sein Absorptionsspektrum im Spektrum aller Fixsterne zeigen, was, wie wir sehen werden, nicht mit der Erfahrung übereinstimmt. Es muss also fest oder flüssig sein, d. h. eine Art Trübung hervorbringen (vgl. weiter unten S. 22 und 44). Viele Umstände scheinen darauf hinzudeuten, dass

minimale Spuren eines solchen Stoffes im Raum verteilt seien und schon die geringsten Spuren würden für eine genügende Absorption in so riesigen Entfernungen wie denjenigen der Fixsterne ausreichen.

Der Durchmesser der Sonne von der Erde gesehen beträgt im Mittel 31′ 59″ oder 1919″. Wenn man also die Sonne in eine Entfernung von einem Lichtjahr von der Erde verlegt denkt, so würde ihr Durchmesser einen Winkel von 1919″ : 63300 = 0,03″ aufnehmen. Da nun, wie wir demnächst sehen werden, die nächstliegenden Fixsterne in einer Entfernung von etwa 4 Lichtjahren liegen, und der Durchmesser eines Sterns wenigstens 0,2″ aufnehmen muss, um mit unseren jetzigen Hilfsmitteln gemessen werden zu können, so ist es selbstverständlich, dass diese Sterne einen Durchmesser von etwa 25 mal grösserer Dimension als die Sonne haben müssten, um nicht als Lichtpunkte zu erscheinen. Unter solchen Umständen ist es nicht zu verwundern, dass die Sterne in den Fernröhren als Lichtpunkte beobachtet werden. Mit dem blossen Auge gesehen scheinen sie aber eine Ausdehnung und strahlige Gestalt zu haben, was auf Diffractions- und Brechungserscheinungen in der Atmosphäre und im Auge zurückzuführen ist. Die Ausdehnung der Sterne, wenn man sie mit blossem Auge sieht, ist so täuschend, dass Kepler und Tycho Brahe den Sternen einen Durchmesser zuschrieben, z. B. dem Sirius einen von 4′ bezw. 2′ 20″.

Die Sternparallaxe. Wenn wir uns einen Stern denken, der genau in der Achse der Ekliptik liegt, so wird von da aus gesehen die Erde in ihrer Bewegung um die Sonne einen Kreis beschreiben, dessen Durchmesser um so geringer erscheint, je weiter der Stern entfernt liegt. Es wird demnach die Sichtlinie Stern-Erde einen Konus um die Achse der Ekliptik beschreiben. Diese Bewegung der Sichtlinie können wir auf der Erde ebenso gut wie auf dem Sterne wahrnehmen. Es erscheint danach, als beschriebe der Stern einen kleinen Kreis auf dem Himmelsgewölbe. Ebenso scheinen Fixsterne, die in der Ebene der Ekliptik liegen, sich geradlinig zu bewegen und die dazwischen liegenden beschreiben Ellipsen. Für alle Sterne in derselben Entfernung wird die grosse Achse der Ellipse gleich sein. Die Sterne in unendlich grosser Entfernung werden scheinbar stille stehen. Es wird demnach aussehen, als bewegten sich die näher gelegenen Sterne in kleinen Ellipsen auf dem Himmelsgewölbe. Die halbe grosse Achse der Ellipse wird Parallaxe des Sternes genannt.

Die Aberration. Die Erscheinung der Parallaxe wurde von Kopernicus, Tycho Brahe und Galilei vorausgesehen. Vergeblich suchten

die Anhänger Galileis eine solche Bewegung zu entdecken, bis Bradley im Anfang des vorigen Jahrhunderts eine ähnliche Bewegung eines Sternes auffand. Bei näherer Betrachtung fand er aber, dass diese Bewegung in anderer Weise stattfand, als die Berechnung ihm angab. Um den Unterschied deutlich zu machen, denken wir uns einen Stern (A), der gerade in der Ekliptik liegt. Wenn die Erde im Kreise $E\ C\ E'\ G\ E$ (Fig. 4) sich bewegt, beschreibt der Stern eine gerade Linie $a\ b$ auf dem unendlich weit entfernten sog. Firmament, d. h. scheinbar feststehenden Sternhimmel.

Der Stern (A) würde sich scheinbar in a befinden, wenn die Erde sich in E befände, und in b, wenn die Erde in E' wäre. Von C oder G gesehen, würde der Stern seine mittlere Lage einnehmen. Nun fand aber Bradley, dass der von ihm beobachtete Stern gerade umgekehrt sich verhielt. Die mittlere Lage wurde eingenommen, wenn die Erde sich in E und E' befand, die äussersten Lagen wenn die Erde in C und G stand.

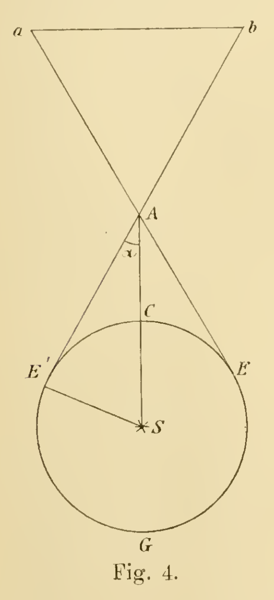


Fig. 4.

Diese Thatsache wurde in folgender Weise erklärt. Angenommen, eine Kugel werde in A (Fig. 5) in der (vertikalen) Richtung AB mit einer Geschwindigkeit v abgefeuert. Bei B stelle man ein Rohr BC auf, worin die Kugel aufgefangen werden soll, so dass sie sich längs der Röhrenachse bewegt. Wenn die Röhre still steht, muss natürlicherweise die Achse von BC in der Verlängerung von AB liegen. Wenn aber die Röhre mit einer Geschwindigkeit a senkrecht zur Richtung AB sich bewegt, so muss der Punkt B gerade unter A liegen, sobald die Kugel da ankommt, C dagegen erst, wenn die Kugel in C' anlangt. Wenn h der Höhenunterschied von B und C ist, wird die Kugel die Zeit h/v zur Zurücklegung des Weges BC benutzen. Während dieser Zeit hat sich C um die Weglänge $a\frac{h}{v}$ nach links verschoben (von C bis C'). Es folgt hieraus, dass die Röhre BC um einen Winkel α gegen die Vertikale geneigt werden muss, wobei offenbar:

$$tg\ \alpha = \frac{CC'}{BC} = \frac{a}{v}.$$

Zu Bradleys Zeit betrachtete man die Lichtstrahlen als durch ausgeschleuderte Partikelchen verursacht, und dann hatte die oben gegebene Ableitung volle Giltigkeit. Nunmehr ist man dagegen der Ansicht, dass die Lichstrahlen von tranversalen Schwingungen im Lichtäther herrühren. Es ist aber aus dem Umstand, dass ein Lichtstrahl sich in gerader Linie fortpflanzt, leicht einzusehen, dass im leeren Raum, oder in der Luft, wenn, wie thatsächlich, die Lichtbewegung nicht durch die Bewegung der Luft gestört wird, dieselben Verhältnisse, wie für die abgeschossene Kugel obwalten werden. Es folgt daraus, dass, wenn man einen Stern in der Richtung BA beobachtet, und das Fernrohr sich mit einer gewissen Geschwindigkeit (a) senkrecht zum Lichtstrahl bewegt, so muss man das Fernrohr um einen Winkel α gegen die Verbindungslinie zwischen Stern und Beobachtungsort neigen, wobei

$$tg\,\alpha = \frac{a}{v},$$

worin v die Geschwindigkeit des Lichts bedeutet. Falls die Bewegung des Fernrohrs von der Bewegung der Erde in ihrer Bahn bei C' herrührt, so ist a die Geschwindigkeit der Erde in ihrer Bahn. Diese ist, wie vorhin gesehen, 29,7 Kilometer pro Sekunde. Es wird also $tg\,\alpha = 29{,}7 : 300\,000 = tg\,20{,}5''$. In G (Fig. 4) wird die Abweichung zur anderen Seite ebenso gross sein, also die totale Abweichung 41″. In der That beschrieben alle von Bradley untersuchten Sterne eine Ellipse, deren grösste Achse einen Bogen von 41″ aufnimmt, d. h. gerade die vorhin berechnete Grösse. Die Grösse 20,5″ wird die Aberration genannt. Die Existenz der Aberration giebt offenbar einen sehr kräftigen Beweis für die Bewegung der Erde um die Sonne.

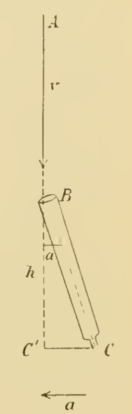


Fig. 5.

Parallaxenmessungen und Sternabstände. Man fand aber durch diese Messung keinen Anhalt zur Beurteilung des Abstandes der Sterne. Die dadurch verursachte scheinbare Bewegung ist viel geringer als die Aberration. Die Parallaxe (α) eines Sternes ist offenbar durch folgende Relation gebunden. Wenn in Fig. 4 D den Abstand AS des Sterns von der Sonne bezeichnet und R die Länge SE' des Radius der Erdbahn, so ist:

$$tg\,\alpha = \sin\alpha = \frac{R}{D}\,.$$

Bei so geringen Winkeln α, wie die hier in Frage kommenden, kann man nämlich $\sin\alpha = tg\,\alpha$ setzen.

Einer Bogensekunde im Wert von α entspricht ein Wert von D, welcher 206 206 Erdbahnradien beträgt. Die grössten gemessenen Sternparallaxen betragen nicht völlig eine Sekunde, sie verschwinden also gänzlich gegen die Aberration. Es ist daher natürlich, dass man nicht die Parallaxe in ihrer absoluten Grösse aus der Neigung der Sichtlinie gegen die Weltachse berechnet, sondern dass man eine relative Bestimmung macht. Dies hat den Vorteil, dass man nicht wegen der Aberration und vielen zufälligen Fehlern zu korrigieren braucht. Dabei nimmt man an, dass die kleineren Sterne, wenigstens in der Mehrzahl, so weit entfernt sind, dass sie keine nennenswerte Parallaxe zeigen. Der Stern, dessen Parallaxe gemessen werden soll, wird in seiner Lage zu einem solchen als unbeweglich angenommenen Stern bestimmt. Die Veränderung in dieser Lage giebt die Grösse der Parallaxe.

Die erste gelungene Ausführung einer Parallaxenbestimmung verdanken wir Bessel, welcher den Doppelstern 61 im Schwan beobachtete, und die Parallaxe gleich 0,348″ fand. Um zu zeigen, wie grosse Unsicherheit diesen Messungen anhaftet, mögen die verschiedenen Beobachtungen betreffs dieses Sterns angeführt werden. Dieselben sind:

0,314″ und 0,348″ (Bessel), 0,360″ und 0,349″ (Peters), 0,564″ (Auwers), 0,468″ (Bale), 0,270″ (A. Hall), 0,429″ (Pritchard) und 0,525″ (Bjelopolsky).

Der mittlere Wert dieser Ziffern beläuft sich zu 0,4″. Demnach wäre der Abstand dieses Sterns von der Sonne nicht weniger als 500 000 Erdbahnradien oder rund 8 Lichtjahre.

Von allen gemessenen Sternen hat α Centauri, der in Bezug auf Helligkeit dritte aller Sterne, welcher 33 Prozent stärker als Wega leuchtet, die grösste Parallaxe von nicht völlig einer Bogensekunde (0.8″); sein Abstand ist demnach etwa 4 Lichtjahre. Natürlicherweise suchte man die nächstliegenden Sterne, d. h. diejenigen mit grosser Parallaxe unter den hellsten Sternen. Dass es aber nicht immer zutrifft, dass die hellsten Sterne auch die grössten Parallaxen besitzen, wird durch die neuerdings gemachte Entdeckung von Schur erwiesen, welcher einen Stern im Schwan fand, der obgleich nur von der 8. Grösse, doch nur etwa 7 Lichtjahre von der Sonne entfernt liegt. Damit möge verglichen werden, dass Sirius, der unvergleichlich hellste von allen Sternen, etwa 12 Lichtjahre (Parallaxe 0.25″) entfernt ist.

Wega würde in einem Abstand von etwa 20 Lichahren liegen (Parallaxe 0,15″), Capella, die 82 Procent der Helligkeit von Wega besitzt, zeigt eine Parallaxe von 0,053″, liegt demnach in einer Entfernung

von etwa 56 Lichtjahren. Canopus (α Carinae), der eine kaum messbare Parallaxe (0,03″) besitzt, dürfte in etwa 100 Lichtjahren Entfernung liegen, obgleich er nächst Sirius der hellste von den Sternen erster Grösse ist. Absolut genommen muss dieser Stern viel grösser als alle anderen Sterne der ersten Grösse sein.

Es wäre offenbar sehr erwünscht, wenn die Parallaxenmessungen mit grösserer Genauigkeit ausgeführt werden könnten. Für die meisten Sterne kann man bisher keine einigermaassen zuverlässige Schätzung ihres Abstands angeben.

Absolute Helligkeit der Sonne und der Sterne. Wir können uns nun eine Vorstellung von der absoluten Lichtmenge machen, welche die uns am nächsten stehenden Fixsterne aussenden, indem wir dieselbe mit der von der Sonne ausgesandten vergleichen. Wählen wir dazu die vier Sterne Sirius, α Centauri, Wega und Capella. Ihre scheinbare Lichtstärke ist, wie leicht aus den vorhin gegebenen Ziffern berechnet werden kann, 11000, 34 000, 46 000 und 56 000 Millionen mal geringer als diejenige der Sonne. Ihre Abstände betragen 12, 4, 20 und 56 Lichtjahre. Da nun die scheinbare Lichtstärke eines leuchtenden Körpers dem Quadrate der Entfernung umgekehrt proportional ist, so würde die Sonne, wenn sie in derselben Entfernung verlegt wäre, wie Sirius, $(12 \times 63\,000)^2 = 577\,000$ Millionen mal schwächer die Erde beleuchten als jetzt. Sie wäre demnach absolut genommen 53 mal schwächer als Sirius. In derselben Weise findet man, dass sie 1,88, 35 und 224 mal schwächer als die α Centauri, Wega und Capella wäre, wenn sie neben diesen auf dem Firmament leuchtete.

Da die Helligkeit dieser vier Sterne durch die Zahlen 4,28, 1,33, 1,00 und 0,82 ausgedrückt wird, so wäre demnach die Leuchtkraft der Sonne, wenn sie in derselben Entfernung wie die vier genannten Sterne verlegt wäre, durch folgende Zahlen

0,0815, 0,706, 0,0287 und 0,00365

dargestellt. Wenn also die Sonne ebenso weit von uns entfernt wäre, wie der uns nächste Fixstern, würde sie wie ein Stern der ersten Grösse (etwa wie Procyon = α Canis minoris) leuchten. In der Entfernung von Sirius würde sie nur wie ein Stern zweiter bis dritter, in der Entfernung von Wega wie ein Stern fünfter und in derjenigen von Capella wie ein Stern sechster Grösse erscheinen. Im letzten Fall wäre also die Sonne gerade mit blossem Auge sichtbar. Wir führen hier einige Ziffern nach den neuesten Messungen über diese Verhältnisse an. π bedeutet die Parallaxe, D die Entfernung in Lichtjahren der betreffenden Sterne und

S die Grössenklasse der Sonne, wenn sie ebenso weit weg verlegt wäre wie der fragliche Stern.

Stern	π	D	S
Aldebaran	0,107″	30,5	5,1
Capella	0,081	40,2	5,7
Beteigeuze	0,023	141,7	8,4
Procyon	0,325	10,0	2,6
Pollux	0,056	58,2	6,5
Regulus	0,092	35,4	5,4
Arctur	0,024	135,8	8,3
Wega	0,082	39,7	5,7
Atair	0,231	14,1	3,4

Die angeführten Ziffern mögen genügen, um anzudeuten, wie anspruchslos die enorm scheinende Helligkeit der Sonne ist, wenn sie mit kosmischen Maassen gemessen wird. In der Entfernung von Beteigeuze oder Arctur, die etwa 1500 mal so viel Licht wie die Sonne ausstrahlen, würde die Sonne mit blossem Auge absolut unsichtbar sein.

Eigenbewegung der Sterne. Wir kommen jetzt zu einer anderen sehr interessanten Frage, nämlich ob, ausser der genannten scheinbaren Bewegung, die Sterne eine wirkliche Ortsveränderung erleiden oder ob sie ihren Namen Fixsterne verdienen.

Diese Frage kann man mit Hilfe des Vergleichs zwischen der jetzigen Lage eines Sterns und derjenigen nach älteren Messungen entscheiden. Dabei sind die ältesten Beobachtungen von Hipparch, obgleich nicht sehr genau, doch von grossem Wert durch ihr Alter. Danach hat der helle Stern Arcturus sich seit Hipparchs Zeiten um nicht weniger als $1\frac{1}{4}$ Grad, d. h. $2\frac{1}{2}$ Vollmondbreiten verschoben. Man wäre berechtigt zu vermuten, dass die hellsten Sterne, welche uns am nächsten liegen, die grösste Eigenbewegung besässen. Denn bei gleicher absoluter Geschwindigkeit verschiedener Sterne muss (im Mittel) die gemessene Winkelgeschwindigkeit der Entfernung umgekehrt proportional sein. Eigentümlich genug aber besitzen drei schwache Sterne die grösste Eigenbewegung senkrecht zur Lichtlinie. Der erste derselben, von 8. Grösse, ist von Kapteyn entdeckt (Rectascension 5^h, 7^m, Declination — 45^0), im Sternbild der Taube, der zweite ist ein Stern 7. Grösse (Rectascension 11^h, 47^m, Declination 38^0, $26'$), welcher nach dem Kataloge „Groombridge 1830“ benannt wird.

Diese Sterne verschieben sich nicht weniger als 8,7″ resp. 7,9″ pro

Jahr. Danach kommt der Stern „Lacaille 9352“ mit 6,9″. Die Parallaxen dieser beiden letzteren Sterne sind 0,127″ und 0,285″, Entfernungen von 25 bezw. 9 Lichtjahrweiten entsprechend. Sie liegen uns demnach ganz nahe, obgleich sie sehr lichtschwach sind.

Unter Sternen mit grosser Eigenbewegung befinden sich auch die durch grosse Parallaxe ausgezeichneten, oben erwähnten 61 Cygni und α Centauri, welche ähnliche Eigenbewegungen von 5,2″ und 3,7″ besitzen. Sirius dagegen hat nur eine Eigenbewegung von 1,25″, Capella eine von 0,44″ und Wega eine von 0,35″ pro Jahr. Eine sehr grosse Eigenbewegung, 2,28″ pro Jahr besitzt Arctur (α Bootis), welcher eine Parallaxe von nur 0,024″ aufweist. Aus der Kenntnis der Parallaxe und der Eigenbewegung können wir die absolute Geschwindigkeit dieser Sterne senkrecht zur Lichtlinie berechnen. Wir finden so für:

Arctur	450	km. pr. Sek.
Groombridge 1830	280	„ „ „
Lacaille 9352	109	„ „ „
61 Cygni	60	„ „ „
Capella	35	„ „ „
α Centauri	22,5	„ „ „
Sirius	22,5	„ „ „
Wega	10	„ „ „

Die kolossale Geschwindigkeit, mit welcher Arctur durch den Weltraum hindurcheilt, ist, soweit bekannt, die grösste. Wegen der Unsicherheit in der Parallaxenbestimmung kann sie vielleicht um die Hälfte fehlerhaft sein.

Durch die Eigenbewegung der Sterne ändert sich allmählich das Aussehen des Sternhimmels. In historischer Zeit ist wohl diese Veränderung nicht sehr auffallend; es ist aber leicht unter der Annahme, dass die Verschiebung der Fixsterne mit konstanter Geschwindigkeit nach einer geraden Linie vor sich gegangen ist, die Veränderungen zu berechnen, welche in ausgedehnteren Zeitintervallen vor sich gegangen sind. Auf diese Weise kann man z. B. rekonstruieren, wie das charakteristische Sternbild des grossen Bären vor 50 000 Jahren sich ausgenommen hat oder wie es wahrscheinlicherweise nach 50000 Jahren aussehen wird. Man erhält dann die nebenstehenden Figuren I und III in Fig. 6, während die mittlere Figur II das wohlbekannte jetzige Aussehen dieses Sternbildes darstellt.

Wenn, wie im vorliegenden Beispiel mehrere nebeneinander liegende

Sterne in ihrer Eigenbewegung nicht miteinander folgen, so schliesst man daraus, dass sie keinen inneren Zusammenhang besitzen. Wenn aber im Gegenteil mehrere benachbarte Sterne sich einander parallel verschieben, so dass die Konfiguration des Sternbildes sich nicht im Laufe der Zeit verändert, so hat man guten Grund anzunehmen, dass diese Sterne demselben Sternsystem angehören. Dies ist z. B. der Fall mit den Sternen in dem schönen Sternbild der Plejaden.

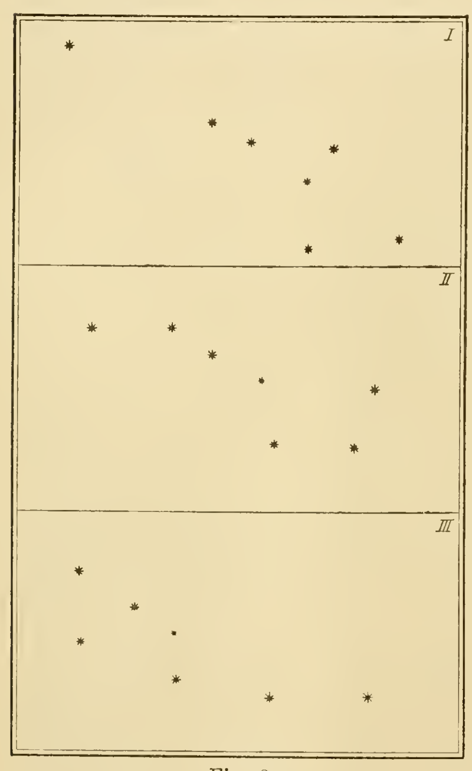


Fig. 6.

Da es wohl anzunehmen ist, dass die helleren Sterne uns näher liegen, als die weniger hellen, ebenso wie dass die Sterne in verschiedenen Entfernungen im Mittel dieselbe absolute Eigenbewegung besitzen, so folgt es, dass die hellsten Sterne eine grössere relative Eigenbewegung, wenn man dieselbe in Bogenmaass ausdrückt, besitzen, als die weniger hellen. Denn wenn von zwei Himmelskörpern, welche gleich schnell sich senkrecht zur Sichtlinie bewegen, der eine uns doppelt so nahe liegt wie der andere, so wird jener in derselben Zeit einen doppelt so grossen Bogen auf dem Firmament beschreiben, wie dieser. Dies wird auch durch die Erfahrung bewahrheitet, wie folgende Zusammenstellung der mittleren jährlichen Eigenbewegung der zu verschiedenen Grössenklassen gehörigen, in Bradleys Katalog verzeichneten Sterne zeigt.

65	Sterne	erster und zweiter Grösse	0,222″
154	„	dritter Grösse	0,168″
312	„	vierter „	0,137″
696	„	fünfter „	0,111″
994	„	sechster „	0,090″
921	„	siebenter „	0,086″.

Die Abnahme der Eigenbewegung bei abnehmender Helligkeit ist sehr deutlich ausgesprochen. Sie ist aber jedenfalls nicht so gross, wie man erwarten könnte, wenn die Entfernung der Sterne für eine Grössenklasse im Mittel 1,52 mal grösser wäre als für die nächst vorangehende.

Anstatt der Verhältniszahl 1,52 zwischen den Eigenbewegungen zwei nach einander folgenden Grössenordnungen findet man aus den oben angegebenen Zahlen, einen Mittelwert, der nur 1,21 beträgt.

Zum Vergleich mit obenstehender Tabelle möge eine Berechnung von Kapteyn betreffs der mittleren Parallaxe der Sterne von verschiedenen Grössenordnungen mitgeteilt werden. Dabei unterscheidet Kapteyn Sterne des ersten und des zweiten Spektraltypus, weisse und gelbliche Sterne. (Vergl. weiter S. 24—25). Die von ihm gegebenen Zahlen sind:

Photometrische Grösse	Parallaxe der Sterne. 1. Typus	2. Typus	Generalmittel
1,0	0,0446″	0,1010″	0,0750″
2,0	0,0315	0,0715	0,0530
3,0	0,0223	0,0505	0,0375
4,0	0,0157	0,0357	0,0265
5,0	0,0111	0,0253	0,0187
6,0	0,0079	0,0179	0,0132
7,0	0,0056	0,0126	0,0094
8,0	0,0039	0,0089	0,0066
9,0	0,0028	0,0063	0,0047

Die Werte für höhere Grössenklassen sind nur durch Extrapolation aus einer Formel gewonnen, welche ausdrückt, dass ein Stern einer Grössenklasse $\sqrt{2}$ mal grössere Parallaxe hat, als ein Stern folgender Grössenklasse. Mit anderen Worten: die mittlere Helligkeit der Sterne einer Grössenklasse wäre doppelt so gross wie diejenige der Sterne folgender Klasse, wie es bei der Bestimmung der photometrischen Grösse vorausgesetzt wird. Die Grössenklasse, 6,0 nach der photometrischen Grössenbestimmung entspricht derselben Grössenklasse nach Argelanders Schätzung.

Wie aus den Werten ersichtlich, stehen die Sterne vom 2. Typus (die gelblichen) uns etwa 2,25 mal näher als die gleich hellen Sterne vom 1. Typus.

Spektralanalyse. Mit Hilfe des Spektroskopes ist es gelungen die absolute Geschwindigkeit der Sterne in Richtung der Sichtlinie zu bestimmen. Man erhält auf diese Weise, die im Folgenden näher be-

schrieben wird, Zahlen der Geschwindigkeit, welche von derselben Grössenordnung sind wie die oben für die Bewegung senkrecht zur Sichtlinie angeführten.

Wenn man einen schmalen Lichtspalt durch ein durchsichtiges Prisma, dessen Kanten dem Spalte parallel gerichtet sind, betrachtet, so sieht man ein sogenanntes Spektrum, in welchem das durch den Spalt einfallende Licht in seine verschiedenen Farben von rot bis violett zerlegt ist. Erzeugt man mit Hilfe einer oder mehrerer Linsen ein Bild des Spaltes und schiebt in den Weg der Lichtstrahlen ein Prisma ein, so erhält man ein objektives Spektrum, bestehend aus den nebeneinander gelagerten verschiedenfarbigen Bildern des Spaltes. Dieses Spektrum kann man auf eine photographische Platte fallen lassen und erhält auf diese Weise eine Spektralphotographie. In diesem photographischen Bild sind nicht nur die sichtbaren, und vorwiegend die gegen das violette Ende des Spektrums liegenden Teile, sondern auch die ausserhalb des sichtbaren Spektrums belegenen sogenannten ultravioletten Teile abgebildet. Dieses Spektrum oder das photographische Bild davon giebt uns darüber Aufschluss, welche Lichtsorten durch den Spalt hineinstrahlen. Fehlt die eine oder die andere Lichtsorte in der genannten Lichtquelle, so wird dies dadurch gekennzeichnet, dass an der betreffenden Stelle des Spektrums eine dunkle Stelle auftritt. Sind nur wenige nebeneinander liegende Lichtwellenlängen im Spektrum nicht vertreten, so ist die dunkle Stelle schmal linienförmig, fehlt aber Licht von mehreren solchen aufeinander folgenden Wellenlängen, so treten im Spektrum breitere dunkle Bänder auf. Es ist nun für das von festen oder flüssigen Körpern ausstrahlende Licht charakteristisch, dass im allgemeinen darin keine dunkeln Linien oder Bänder vorkommen. Eine Ausnahme von dieser Regel machen nur die Verbindungen einiger seltenen Erdartmetalle, was indess für die Himmelsphysik ohne Bedeutung ist. Man sagt deshalb, dass die von einem glühenden festen oder flüssigen Körper ausgesandten Lichtstrahlen ein kontinuierliches Spektrum geben. Je heisser der glühende Körper ist, desto mehr tritt das stärker brechbare (blaue) Ende hervor. Ganz anders bei den Gasen. In ihren Spektren treten nur vereinzelte helle Linien hervor, welche dem betreffenden Gas eigentümlich sind. Nimmt aber die Dichte der strahlenden Gasmenge zu, so verbreitern sich die hellen Linien und zwischen ihnen entsteht ein schwacher Lichtschimmer, welcher den Anfang eines kontinuierlichen Spektrums bildet. Nun kann man die Dichte des Gases sehr stark durch Erhöhung des Druckes vergrössern, so dass sie am Ende

sich derjenigen einer Flüssigkeit nähert — speciell kann man vollkommene Gleichheit der Gas- und Flüssigkeitsdichte bei dem kritischen Punkt erreichen. In diesem Fall nähert sich das Spektrum des Gases immer mehr demjenigen der entsprechenden Flüssigkeit und bei dem kritischen Punkte müssen die beiden Spektren identisch sein.

Nachstehende Tafel (Taf. II) giebt die Spektren einiger der wichtigsten Himmelsobjekte wieder. Das Spektrum eines festen oder flüssigen Körpers oder eines sehr stark kondensierten Gases erhält man, wenn man in der Tafel die schwarzen Linien des Sirius- oder des Sonnen-Spektrums mit Farbe von den nächstliegenden Teilen überdeckt. Typische Gasspektren, die aus einzelnen hellen Linien mit dunklen Zwischenräumen bestehen, sind dagegen die beiden in der Tafel wiedergegebenen Spektren der Protuberanzen und des Nebelflecken im Drachen. Ein anderes typisches Gasspektrum ist dasjenige des Äthylengases. In diesem Falle, welches für zusammengesetzte Gase zuzutreffen scheint, gruppieren sich die vielen feinen Linien so, dass kanellierte Bänder entstehen (s. g. Bandspektren). Das Spektrum der Sonne ist, wie gesagt, ein kontinuierliches durch viele schwarze Linien durchzogenes. Von diesen Linien fallen einige, die mit C, F und h bezeichneten, auf dieselben Stellen, wie die hellen Linien des Wasserstoffspektrums. (Diese hellen Linien kommen, wie die Tafel zeigt, auch im Spektrum des Protuberanzen vor.) Man erklärt bekanntlich diesen Umstand so, dass man annimmt, in den äussersten Schichten der Sonne befinde sich in grosser Menge Wasserstoff, welcher die für dieses Element charakteristischen Lichtsorten in dem durchstrahlenden Licht des Sonnenkörpers, welches für sich ein kontinuierliches Spektrum giebt, absorbiert. Die anderen dunklen Linien im Sonnenspektrum, welche Fraunhofersche Linien nach ihrem fleissigen Beobachter F r a u n h o f e r genannt werden, sind Folge der Absorption durch andere in der Sonnen- oder Erdatmosphäre befindliche Gase. Die für die Erdatmosphäre charakteristischen Linien sind in der nachstehenden Tafel wiedergegeben. Sie rühren von der Absorptionswirkung des in der Luft befindlichen Sauerstoffes und Wasserdampfes her. Die anderen Frauenhoferschen Linien entsprechen Stoffen, deren Anwesenheit in den äusseren Schichten der Sonne zur Erklärung der Linien vorausgesetzt werden muss (K i r c h h o f f). Auf diese Weise hat man die Anwesenheit von Calcium, Natrium, Eisen, Titan und mehreren anderen Körpern in der Sonnenatmosphäre nachgewiesen, worauf wir später zurückkommen werden.

S t e r n s p e k t r a. In derselben Weise kann man das Spektrum der

Sterne untersuchen. Da aber jeder Stern punktförmig aussieht, wird das Spektrum des Sternes nicht bandförmig, wie dasjenige eines Lichtspaltes, sondern linienförmig aussehen. Da in diesem unendlich schmalen Band die Absorptionsstellen schwer zu entdecken sind, so verwandelt man das Spektrum in ein Band mit endlicher aber geringer Breite dadurch, dass man eine Cylinderlinse in den Weg des Lichtstrahles einschiebt, so dass die Achse der Cylinderlinse parallel dem ursprünglichen Linienspektrum liegt. Oder, bei der Aufnahme von Photogrammen, verschiebt man die photographische Platte langsam in einer Richtung senkrecht zur Richtung des linienförmigen Spektrums, wodurch man ein Spektralphotogramm erhält, das demjenigen eines durch einen Spalt gegangenen Lichtbündels ähnelt.

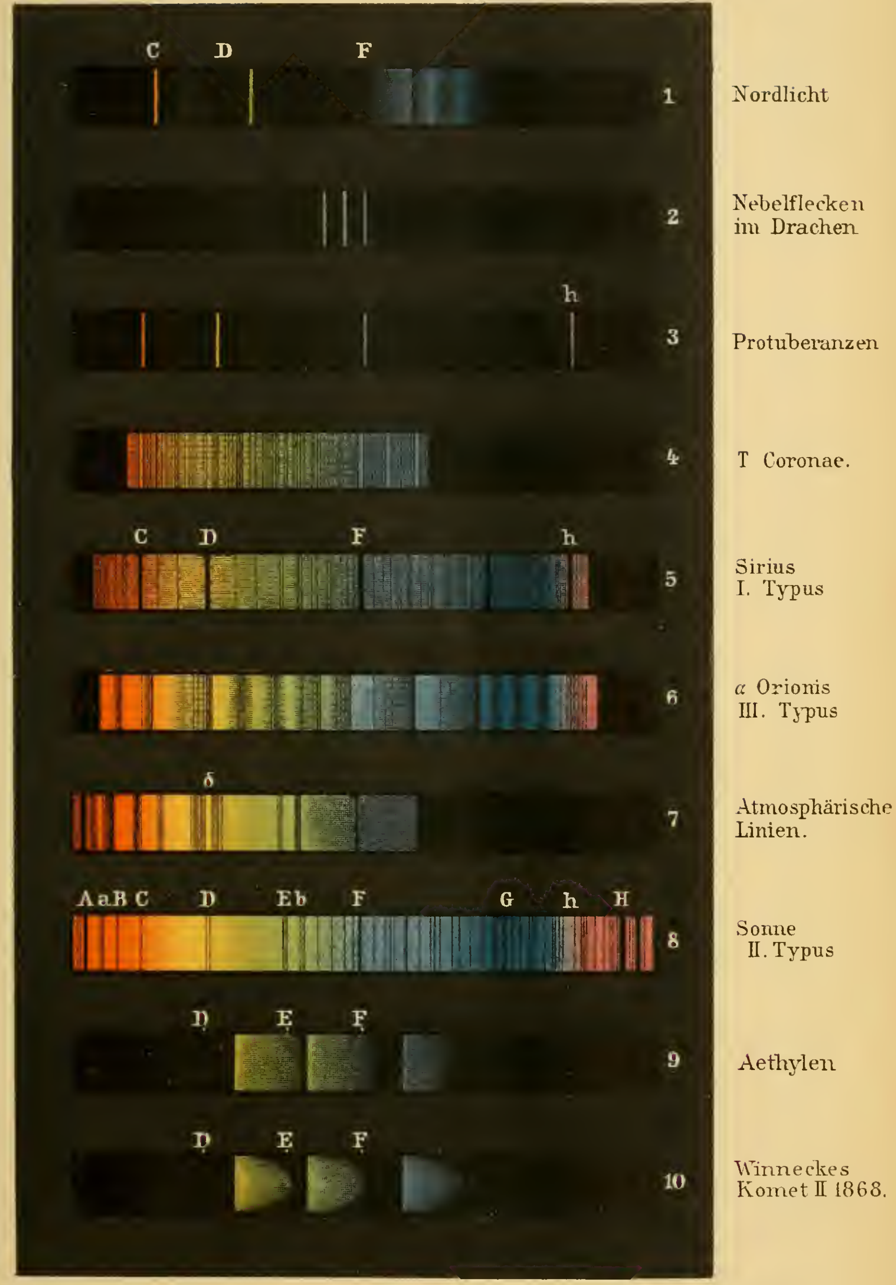
Auf diese Weise haben viele Beobachter, worunter als der erste Fraunhofer und in neuerer Zeit Secchi, Huggins, Vogel, Dunér, Bjelopolsky und mehrere amerikanische Astronomen, vor allen Pickering, zu nennen sind, eine grosse Anzahl von Spektren der helleren Sterne untersucht. Es hat sich herausgestellt, dass die Sternspektren sehr verschieden sind, man kann dieselben aber unter verschiedenen Haupttypen klassificieren. Die von Vogel aufgestellten Haupttypen sind drei,

1. Weisse Sterne. Der blaue und violette Teil des Spektrums tritt sehr kräftig hervor. Die Metalllinien sind schwach ausgeprägt und gehören den Elementen Eisen, Natrium und Magnesium an (z. B. in Sirius und Wega) oder sie fehlen gänzlich (z. B. in Regulus $= \alpha$ Leonis). Dagegen sind die Wasserstofflinien sehr stark vertreten und verbreitert (Sirius, Wega), bisweilen sogar umgekehrt, d. h. teilweise hell, was auf eine sehr dichte Wasserstoffatmosphäre hindeutet (z. B. β Lyrae). In diesen letzterwähnten Fällen tritt auch die Heliumlinie D_3 umgekehrt auf. In einigen Fällen (β, γ, δ und ε Orionis, Algol u. a.) fehlen die Wasserstofflinien und sind durch Heliumlinien ersetzt, worunter eine Linie früher unbekannten Ursprunges (die sog. Orionlinie, Wellenlänge 447,14 $\mu\mu$.) besonders kräftig hervortritt.

Alle Umstände deuten auf eine sehr hohe Temperatur der Sterne dieser Klasse. Sie scheinen von sehr dichten Atmosphären von Wasserstoff und Helium oder einem dieser Gase umgeben zu sein. Die „Heliumsterne“ (mit der Orionlinie) sind wahrscheinlich heisser als die Wasserstoffsterne, wo das Wasserstoffspektrum überwiegt.

Bisweilen können auch in den Spektren vom ersten Typus diffuse Bänder vorkommen, wie das Spektrum von Atair (α Aquilae) beweist. Es

Spectral-Tafel.



Verlag von S. Hirzel, Leipzig. Lith Anst Julius Klinkhardt Leipzig



gelang Scheiner durch unscharfe Einstellung der Linien im Sonnenspektrum Bilder zu erhalten, welche den Bändern im Atair-Spektrum sehr ähnlich sind. Scheiner nimmt deshalb an, dass die eigentümlichen Bänder von der Rotation des Atair herrühren, wodurch die Linien verschoben werden je nach der (in Bezug auf den Beobachter) relativen Geschwindigkeit der leuchtenden Punkte (vergl. weiter unten). Nach dieser Annahme kann man berechnen, dass ein Punkt am Äquator des Atair eine Geschwindigkeit von 27 km. pr. Sek. besitzen sollte, etwa dreizehn mal derjenigen des Sonnenäquators und zweimal derjenigen des Jupiteräquators.

2. Gelbe Sterne. Die Metalllinien treten sehr ausgeprägt auf, das blaue Ende des Spektrums ist durch zahlreiche Absorptionslinien geschwächt. Zu dieser Klasse gehören die Sonne und einige ihr sehr ähnliche Sterne, wie Capella, Pollux, Procyon, Arcturus (α Bootis) und Aldebaran (α Tauri). Die typischen Spektrallinien sind in der Hauptsache dieselben wie diejenigen der Sonne und man hat auf diese Weise in ihrer Atmosphäre Wasserstoff, Natrium, Eisen, Calcium, Baryum, Magnesium, Chrom, Mangan, Wismuth, Antimon, Quecksilber und Tellur nachgewiesen.

In vielen Fällen treten in dem rötlichen Ende des Spektrums schwache Bänder hervor. Dabei ist das Spektrum durch sehr viele dicht stehende Linien, worunter die Wasserstofflinien zurücktreten, charakterisiert. Von dieser Art ist das Spektrum des Arcturs und des Aldebarans, weshalb die betreffenden Sterne als Sterne vom Arcturtypus bezeichnet werden. Die mehr der Sonne ähnlichen Sterne, bei welchen die Wasserstofflinien im Spektrum stark hervortreten, werden nach einem der charakteristischen Sterne, Capella, als Sterne von Capellatypus bezeichnet. Diese sind offenbar heisser wie die Sterne vom Arcturtypus. In einigen wenigen Fällen (z. B. T Coronae) sind die Linien teilweise umgekehrt. Wahrscheinlich sind die von Wolf und Rayet beobachteten Sterne mit dichter Gasatmosphäre zu dieser Gruppe zu zählen. Die Wasserstoffatmosphäre dieser Sterne ist bisweilen so ausgedehnt, dass sie bei weit geöffnetem Spektroskopspalt als Scheibchen erscheinen. Wenn man das Fernrohr durch gelinden Druck etwas zur Seite schiebt, so dass der Stern nicht sichtbar ist, so enthält man doch ein Spektrum der H-Linien. Man hat berechnet, dass diese Wasserstoffatmosphäre, wenn sie die Sonne umgäbe, die Neptunbahn ausfüllen könnte. Ein solches gleichzeitiges Auftreten von dunklen und hellen Linien zeigen die Spektra der sog. „neuen“ Sterne, wie die beigefügte Abbildung (Fig. 7) des Spektrums von „Nova Aurigae“,

dem (1892) neuen Stern im Fuhrmann zeigt. Die plötzliche Lichtentwickelung dieser neuen Sterne dürfte demnach von mächtigen Gasausbrüchen herrühren, welche in irgend einer Weise bei einem schon ziemlich stark abgekühlten und deshalb wenig sichtbaren Stern auftreten und dadurch dem Stern plötzlich grosse Helligkeit verleihen.

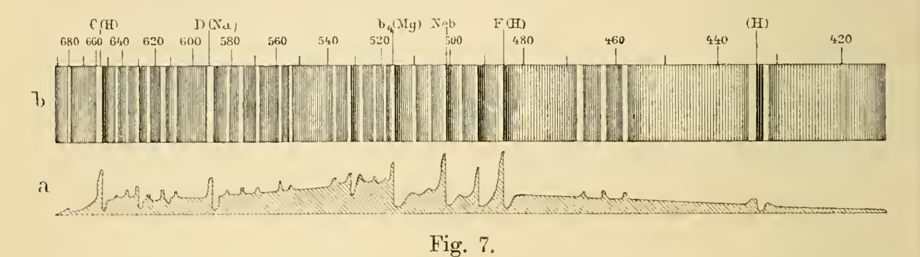


Fig. 7.

Die Sterne der zweiten Klasse sind offenbar nicht unbedeutend kälter wie diejenigen erster Klasse. Noch mehr abgekühlt sind

3) Die rötlichen Sterne. Ausser den Metalllinien kommen in den Spektren dieser Sternklasse starke Bänder im ganzen Spektrum vor. Bei den meisten dieser Sterne (z. B. *α* Orionis, *α* Herculis, *o* Ceti, *β* Pegasi, Antares etc.) sind die Bänder gegen Violett hin scharf abgegrenzt, gegen Rot aber verschwommen. Zu dieser Gruppe gehört die überwiegende Anzahl der veränderlichen Sterne. Die Bänder deuten an, dass die Hitze in ihrer Atmosphäre so weit gesunken ist, dass chemische Verbindungen darin existieren können. Einige der Metalllinien sind sehr breit und verschwommen, wie z. B. die Natriumlinie. Der Wasserstoff tritt sehr stark zurück und ist nur unsicher im Spektrum wiederzuerkennen. Wahrscheinlicherweise giebt der Wasserstoff in diesem Fall schwache helle (umgekehrte) Linien, welche sich nicht merklich gegen den hellen Hintergrund abheben. Wie wir unten sehen werden, haben die Spektra der Sonnenflecken in vielen Hinsichten eine gewisse Ähnlichkeit mit diesen Sternspektren. Die Metalllinien gehören vorwiegend dem Natrium, Calcium, Eisen und Magnesium, sowie geringeren Mengen von anderen Metallen an. Eine andere Unterabteilung der dritten Gruppe hat so stark ausgeprägte Absorptionsbänder, dass die helleren Partieen wie helle Bänder aussehen, welche bisweilen von hellen Linien durchzogen sind. Bei diesen durchwegs sehr lichtschwachen Sternen, die hellsten sind sechster Grösse, sind die Bänder nach dem violetten Ende des Spektrums hin verwaschen. Man hat geglaubt, in den Spektren dieser Sterngruppe Kohlenwasserstofflinien identifiziert zu haben.

Offenbar sind die Sterne dieser Gruppe noch kälter, wie alle die vorhin genannten, wodurch ihre geringe Helligkeit und ihre rote Farbe verursacht sind.

Zur ersten Gruppe gehört etwa die Hälfte, zur zweiten ein Drittel aller untersuchten Sterne. Der dritten Gruppe gehören nur etwa hundert der helleren Sterne an.

Bei Durchmusterung der Spektra der verschiedenen Sterne kann man sich nicht des Gedankens erwehren, dass die verschiedenen Sterngruppen verschiedenen Entwicklungsstadien entsprechen. Die jüngsten und wärmsten aller Sterne wären (nach der allgemeinen Ansicht, vgl. weiter unten Kap. Kosmogonie) diejenigen der ersten Gruppe. Das kontinuierliche Licht, welches von dem eigentlichen Sternkörper ausstrahlt, rührt hauptsächlich von Kondensationen, wolkenartigen Bildungen in der Atmosphäre der Sterne, zum geringeren Teil von den stark verdichteten Metalldämpfen im Inneren des Sterns her. In den höheren Schichten dieser Atmosphäre befinden sich die leichten Gase, Wasserstoff oder Helium oder alle beide, weiter unten Metalldämpfe. Bei den Sternen erster Klasse ist die Atmosphäre der leichten Gase so dick und heiss, dass die für uns sichtbaren Kondensationen beinahe alle in diesen oberen Schichten vor sich gehen. Wir sehen deshalb keine oder nur schwache Metalllinien, dagegen sehr starke Wasserstoff- oder Heliumlinien. Bisweilen ist die Menge und Temperatur der leichten Gase genügend, um helle Umkehrungen dieser Linien zu verursachen. Bei dem zweiten Spektraltypus ist die Abkühlung weiter fortgeschritten, so dass Kondensationen nicht nur in den höchsten Schichten der Atmosphäre, sondern auch innerhalb der Metallatmosphäre vorkommen. Man sieht dann die dunklen Metalllinien scharf hervortreten. Das Zurücktreten des violetten Endes des Spektrums und einige schwache Bänder im roten Teil deuten auf niedrigere Temperatur hin. Bei den rötlichen Sternen treten tiefe Temperatur andeutende Erscheinungen noch mehr hervor. Die bei denselben gewöhnlich vorkommende Veränderlichkeit lässt auf das Vorkommen von kälteren und wärmeren Perioden schliessen, wie solche in geringerem Maassstab bei unserer Sonne durch die Fleckenperiode sich kundgeben. Zuletzt wird die Leuchtkraft der Sterne sehr schwach und das Licht ausgeprägt rot, der relativ niedrigen Temperatur entsprechend. Nach diesem Stadium kommt dasjenige, worin die dunklen ultraroten Strahlen allein herrschen, der Stern ist in einen nichtleuchtenden Himmelskörper übergegangen (vgl. weiter unten Kap. Kosmogonie).

Im Grossen und Ganzen zeigen die Sterne dieselbe chemische Zu-

sammensetzung wie die Sonne. Die hervorragende Rolle des Wasserstoffs und Heliums, sowie des Eisens, Natriums, Calciums und Magnesiums, macht sich überall bemerkbar. Es ist dann kein Zweifel, dass unsere Sonne mit den Fixsternen sehr nahe verwandt ist, und zwar ist sie als ein Fixstern der ersten Abteilung in der zweiten Klasse anzusehen.

Das Prinzip von Doppler. Nehmen wir an, eine Person bei B (Fig. 8) beobachtet eine schwingende Stimmgabel in A, welche n Schwingungen pro Sekunde macht. Die Entfernung AB möge gleich der Schallgeschwindigkeit v (330 m. pro Sekunde bei 0^0) sein. Steht nun die Stimmgabel in A, so hört die Person in B gerade n Schwingungen pro Sekunde. Bewegt sich aber die Gabel mit einer bestimmten Geschwindigkeit c $(= AC)$ von A gegen B, so werden die Verhältnisse etwas verändert, indem die Person mehr als n Schwingungen pro Sekunde hört. Um dies zu berechnen, bemerken wir uns, dass die Gabel nach der Zeit v/c Sek. in B anlangt. Bezeichnen wir den Zeitpunkt, in welchem die Stimmgabel A passiert, mit 0, so ist die Zeit 1 Sek., als die Schwingung, welche die Gabel in A produziert, nach B anlangt. Weiter gelangt die Gabel selbst zur Zeit v/c Sek. nach B an, und die dann ausgeführte Schwingung wird gleichzeitig von der Person in B vernommen. Die Schwingungen, welche während der Zeit v/c Sek. entstehen, also $nv:c$ Schwingungen, werden also von dem Beobachter in B während der Zeit zwischen 1 Sek. und v/c Sek. vernommen. D. h. in der Zeit $v/c-1$ Sek. werden nv/c Schwingungen in B vernommen, während einer Sekunde also:

A C B

Fig. 8.

$$n_1 = \frac{nv}{c} \cdot \frac{1}{\frac{v}{c} - 1} = n\frac{v}{v-c}$$

Die Schwingungszahl n der Gabel steigt durch ihre Bewegung scheinbar zu n_1 d. h. im Verhältnis $v:(v-c)$, oder die Wellenlänge der ausgesandten Schallwellen nimmt im Verhältnis $(v-c):v$ oder $\left(1-\frac{c}{v}\right):1$ ab. Bewegte sich die Gabel in der Richtung von B gegen A mit der Geschwindigkeit c, so würde, wie leicht einzusehen, die Wellenlänge im Verhältnis $\left(1+\frac{c}{v}\right):1$ zunehmen. Dies stimmt auch mit der Erfahrung über die Änderung in Tonhöhe beim schnellen Vorbeibewegen einer Tonquelle (angeblasenen Trompete) an einem Beobachter.

Bewegung der Sterne in der Sichtlinie. Dasselbe Verhalten müssen die Lichtwellen zeigen, wenn wir in den vorhin abgeleiteten Ausdrücken v die Lichtgeschwindigkeit (300000 km. pro Sek.) und c die Geschwindigkeit der Lichtquelle in der Richtung der Sichtlinie bedeuten lassen. Fizeau war der erste, welcher die grosse Brauchbarkeit des Dopplerschen Prinzipes zur Berechnung der Bewegungen von leuchtenden Körpern hervorhob (1848).

Wenn also ein Fixstern sich auf uns in der Richtung der Sichtlinie mit einer Geschwindigkeit von 1 km pro Sek. zu bewegt und eine Strahlenart aussendet, deren Wellenlänge 600 $\mu\mu$ ($\mu\mu = 10^{-6}$ Millimeter), so wird die Wellenlänge um 600 : 300000 $\mu\mu$, d. h. 1/500 $\mu\mu$ scheinbar abnehmen, eine Grösse, die bei äusserst genauer Beobachtung gerade gemessen werden kann.

Da nun die Verschiebung der Spektrallinien im allgemeinen sehr gering ist — sie erreicht höchstens den Wert von 0,1 $\mu\mu$ — so kann man diese Linien doch ohne Schwierigkeit identifizieren, und aus der Abweichung von der in gewöhnlicher Weise gemessenen Wellenlänge die Geschwindigkeit des strahlenden Körpers ausmessen. Man hat auf diese Weise für die Geschwindigkeit in der Sichtlinienrichtung folgende Werte gefunden, wobei ein + andeutet, dass der Stern sich von der Sonne entfernt, ein — dass er sich der Sonne nähert.

	km Sek.		km Sek.
α Can. maj. (Sirius)	+ 75	α Cygni (Deneb)	— 6
α Tauri (Aldebaran)	+ 49	α Bootis (Arcturus)	— 8
61 Cygni	+ 43	α Can. min. (Procyon)	— 11
Orionnebel	+ 27	α Cassiopejae	— 15
α Aurigae (Capella)	+ 25	α Aquilae (Atair)	— 34
α Leonis (Regulus)	+ 24	ζ Herculis	— 70
β Orionis (Rigel)	+ 24	α Lyrae (Wega)	— 81
α Orionis (Beteigeuze)	+ 14	η Cephei	— 87

Wenn man diese Ziffern mit den oben für die Bewegung senkrecht zur Sichtlinie gegebenen vergleicht, so findet man, dass dieselben von der gleichen Grössenordnung sind. Wenn man mit a und b die Geschwindigkeiten senkrecht zur und in der Sichtlinie bezeichnet, so wird die totale Geschwindigkeit:

$$v = \sqrt{a^2 + b^2}.$$

Sie ist für die vier Sterne:

Wega	Sirius	61 Cygni
$\sqrt{23^2 + 81^2} = 84$	$\sqrt{23^2 + 75^2} = 78$	$\sqrt{60^2 + 43^2} = 74$ km/Sek.

Capella

$$\sqrt{35^2 + 25^2} = 43 \text{ km./Sek.}$$

Die letztgenannte von diesen Geschwindigkeiten dürfte etwas grösser (um 15 Prozent) als die mittlere der bei den Fixsternen beobachteten sein. Die drei ersten gehören zu den grössten unter allen beobachteten (vgl. S. 19). Da Wega sich gegen die Erde mit einer Geschwindigkeit von 84 km pro Sek. hinbewegt, so kann man sich fragen, wie lange Zeit sie wohl brauchen wird, um die 20 Lichtjahre zurückzulegen, die uns von diesem Stern trennen. Man findet leicht, dass diese Zeit $20 \cdot 300000 : 84 = 71000$ Jahre beträgt. Diese Zeit könnte wohl lang erscheinen; misst man aber mit geologischem Zeitmaass, so ist das Resultat nicht auffallend, indem die Periode, welche nach der Eiszeit verflossen ist, dieselbe Grössenordnung besitzt.

Einfluss des Druckes auf die Lage der Spektrallinien. In jüngster Zeit haben Humphreys und Mohler eine Beobachtung gemacht, welche wohl verdient, bei ähnlichen Berechnungen beachtet zu werden. Diese beiden Forscher fanden nämlich, dass das Emissionsspektrum eines glühenden Gases von dem Druck des Gases abhängt. Dabei hat man nicht mit dem Partialdruck, sondern mit dem Totaldruck zu rechnen, welcher durch Einpressen von Luft in einem Behälter, worin ein Lichtbogen mit dem zu untersuchenden Stoff brannte, verändert wurde. Wenn der Druck erhöht wird, so verschieben sich die Spektrallinien nach der roten, wenn er vermindert wird, nach der blauen Seite des Spektrums hin. Die Verschiebung ist dem Druck proportional und bei einem gegebenen Stoff ist die Änderung der Wellenlänge dieser Grösse selbst proportional. Sie ändert sich von Stoff zu Stoff, indem sie in einer Gruppe von Metallen sich ziemlich proportional der dritten Wurzel aus dem Atomgewicht zeigt. Bei einigen Metallen (die Mg-Ca-Gruppe) ist die Verschiebung nicht für alle Linien gleichmässig, sondern man erhält zwei charakteristische Werte. Sie ist für eine Wellenlänge von 480 $\mu\mu$ und eine Druckzunahme von einer Atmosphäre:

bei Natrium	108.10^{-5} $\mu\mu$	bei Calcium	54.10^{-5}	oder	27.10^{-5} $\mu\mu$
„ Lithium	85 „	„ Strontium	65	„	37 „
„ Kalium	132 „	„ Barium	58	„	34 „

bei Chrom	26	$\mu\mu$	bei Magnesium	44	oder 30	$\mu\mu$
„ Eisen	25	„	„ Titan	22		„
„ Nickel	28	„	„ Aluminium	55		„
„ Kobalt	24	„	„ Wismuth	49		„
„ Cyan	0	„	„ Uran	9		„

Wenn sich demnach der Druck um eine Atmosphäre erhöht, so wird die Natriumlinie ihre Wellenlänge um $108 \cdot 10^{-5} : 480 = 2{,}25 \cdot 10^{-6}$ ihres Betrages ändern. Da nun eine Geschwindigkeit von 1 km pro Sek. einer Änderung von $3{,}3\ 10^{-6}$ entspricht, so ersieht man daraus, dass eine Zunahme des Druckes von einer Atmosphäre, d. h. ein Druck von zwei Atmosphären nach den älteren Ansichten als eine Geschwindigkeit von 0,67 km gedeutet werden könnte, wenn man aus der Verschiebung der Natriumlinie nach dem Dopplerschen Prinzip die Geschwindigkeit berechnete. Da nun bei Natrium die Verschiebung ungewöhnlich gross ist, z. B. 5 mal so gross wie beim Eisen und wahrscheinlicherweise — nach dem Kubikwurzelgesetz — 3 mal so gross wie für Wasserstoff, so ist es ersichtlich, dass erst ziemlich grosse Drucke einen merklichen Fehler in den früher ermittelten Geschwindigkeiten verursachen können.

In dieser Beziehung ist es interessant, dass Jewell aus der Verschiebung der dunklen Sonnenlinien den (mittleren) Druck berechnet hat, welcher in der sog. umkehrenden Schicht, wo die hauptsächliche Absorption vor sich geht, herrscht. Er fand so folgende Zahlen:

		Atom-Gew.			Atom-Gew.
Aluminium	2 Atm.	27	Mangan	5 Atm.	55
Silicium	4 „	28	Eisen	6 „	56
Calcium (a)	6 „	40	Nickel	7 „	59
„ (b)	3 „	40	Kupfer	7 „	63
Chrom	5 „	52	Kobalt	4 „	59

Der Druck in der umkehrenden Schicht scheint etwa 5 Atmosphären zu sein und dürfte auf anderen Himmelskörpern von derselben Grössenordnung sein. Für Körper mit niedrigem Atomgewicht fällt dieser Druck relativ gering aus, was darauf hindeutet, dass dieselben hauptsächlich in den äusseren Schichten konzentriert sind, worauf viele andere Umstände schliessen lassen (vgl. weiter unten Kap. Die Sonne). Wenn man die Verschiebung der Wasserstoff- oder Eisenlinien misst, so beträgt sie in diesem Fall nicht mehr als was einer Bewegung von 1 km pro Sek. in der Sichtlinie entsprechen würde. Eine solche Genauigkeit ist (für die Sterne) nur in den seltensten Fällen erreicht. Man kann demnach wohl behaupten,

dass die aus der Verschiebung der Spektrallinien gezogenen Schlüsse in Bezug auf die Bewegung der Sterne nicht in bedeutendem Grade durch die Entdeckung von Humphreys und Mohler geändert werden.

Dies gilt ganz besonders für solche Fälle, in welchen die Änderung der Verschiebung mit der Zeit beobachtet wird, woraus man geschlossen hat, dass einige Sterne sich um einen Punkt herum bewegen (vgl. unten über Doppelsterne).

Die Beobachtung von Humphreys lässt uns hoffen, dass es mit verfeinerten Messapparaten möglich sein wird, sowohl den Druck in den Licht emittierenden oder absorbierenden Teilen der Sternenatmosphäre, als auch die Bewegung der Sterne in der Sichtlinie zu messen. Dabei wird der Umstand von Bedeutung sein, dass Linien, welche verschiedenen chemischen Elementen angehören, zufolge der Bewegung sich alle gleich stark verschieben, zufolge des Druckes aber sehr verschiedene Veränderungen erleiden.

Eigenbewegung des Sonnensystems. Es fiel dem berühmten Astronomen W. Herschel bei Durchmusterung der Eigenbewegungen der Sterne auf, dass im allgemeinen die Sterne eines Teils des Himmels sich von einander entfernen, andere dagegen sich einander nähern. Dies könnte einer perspektivischen Wirkung der Eigenbewegung des Sonnensystems zugeschrieben werden. Er suchte in dieser Weise den Konvergenzpunkt der säkularen Eigenbewegungen und erhielt einen Punkt im Sternbild Herkules, gegen welchen sich nach dieser Anschauung das Sonnensystem hinbewegt. Struve fand für diesen Punkt

$$AR = 261{,}5^0,\ D = +\ 37{,}6^0.$$

Wenn man die Lage der hellsten Sterne, welche oben in Bezug auf ihre Geschwindigkeit in der Sichtlinie angeführt sind, auf einer Sternkarte nachsieht, so findet man, dass diejenigen, welche sich uns nähern, auf einem Teil, diejenigen, welche sich von uns entfernen, auf einem andern Teil des Himmelsgewölbes liegen. So z. B. liegen die beiden hellen Sterne, welche die grössten Geschwindigkeiten besitzen, Wega und Sirius, beinahe auf diametral entgegengesetzten Stellen des Himmels und die Sterne, welche sich gegen uns hinbewegen, liegen alle in derselben Gegend wie Wega (mit Ausnahme von Procyon), diejenigen, von welchen wir uns entfernen, in der Umgebung von Sirius.

Es erschien deshalb natürlich, den Himmel in zwei Hälften einzuteilen, so dass die mittlere Eigenbewegung, in der Richtung der Sichtlinie für die eine Hälfte so gross wie möglich und positiv, für den andern Teil so gross wie möglich und negativ wurde. Der Mittelpunkt der

letzteren Hälfte kann offenbar als derjenige Punkt angesehen werden, gegen welchen das Sonnensystem hinstrebt. Vogel fand für 51 Sterne in dieser Weise den Punkt $AR = 206,^0$ $D = +45,9^0$, also nicht allzu weit von dem Herschelschen Konvergenzpunkt entfernt.

Neuere Bestimmungen geben den Punkt $AR = 264$ bis 284^0, $D = 41^0$ bis -1^0 wie folgende Daten angeben:

	AR	D
Porter	281,2	+ 10,7
Engelmann	267	+ 31
Kobold	267	− 1,1
Ristenpart	284	+ 32
Bakhuyzen	264	+ 30

Die Geschwindigkeit des Sonnensystemes in dieser Richtung wird zu etwa 17 km pro Sek. geschätzt.

Nebel. Man trifft häufig auf dem Himmelsgewölbe mehr oder weniger ausgedehnte Gebilde, welche offenbar aus sehr fein verteilter Materie aufgebaut sind und deshalb den Namen Nebel erhalten haben. Sie zeigen keine Eigenbewegung (senkrecht zur Sichtlinie) noch Parallaxe, welche übrigens schwer zu messen ist. Man hat daher allen Anlass anzunehmen, dass sie sehr weit von uns entfernt sind. Ihr Spektrum ist entweder kontinuierlich, ähnlich dem Sternspektrum, in diesem Fall nimmt man an, dass sie aus Ansammlungen von grossen Mengen Sternen, sog. Sternhaufen, bestehen. Oder es zeigt das Spektrum, wie ein Gas, einige helle Linien (vgl. Taf. II, 2). Die am meisten charakteristischen von diesen haben die Wellenlängen 575, 500,7, 495,9, 486,1 und 435 $\mu\mu$. Die erste und die letzte Linie sind sehr schwach und finden sich nur in einigen wenigen Nebelspektren mit genügender Schärfe wieder. Die Linien 486,1 und 435 gehören dem Wasserstoff. Die Linie 500,7 wird als von Stickstoff herrührend angegeben (was immerhin näher untersucht zu werden verdient). Die Linie 495,9, die in allen Gasnebeln wiederzufinden ist, kann mit keinem bisher bekannten Körper identifiziert werden, sie wird par préférence die Nebulosa-Linie genannt. Mit Hilfe des Spektrums von einigen Nebeln hat man auch Helium (besonders die Orionlinie kommt häufig vor), und vielleicht Eisen und Magnesium in diesen Himmelskörpern nachgewiesen.

Einige Nebel werden „planetarisch" genannt, weil sie in dem Fernrohr als kleine Scheibchen, d. h. wie Planeten, aussehen.

Wie gross die Ausdehnung der Nebel erscheint, hängt von den mehr oder weniger günstigen äusseren Umständen bei der Beobachtung ab.

Die Zeichnungen, welche verschiedene Beobachter von demselben Nebel gegeben haben, zeigen deshalb gewaltige Unterschiede. Man findet häufig bei sehr genauer Betrachtung dieser Gebilde, dass sie eine eigentümliche spiralige Struktur besitzen. In dieser Beziehung ist der Nebel in den Jagdhunden ($A\ R. = 13^h,\ 25^m\ 6\ D = +\ 47{,}7^0$, vgl. Fig. 9) hervorzuheben. Man sieht hier in der Mitte eine mehr kondensierte Partie, von welcher eine fast regelmässige Spirale ausgeht. In einigen Stellen dieser



Fig. 9. Spiralnebel in den Jagdhunden (nach Isaac Roberts).

Spirale finden sich kleinere Kondensationscentren vor, wo die Nebelmaterie sich zu leuchtendere Körper gesammelt zu haben scheint. Wenn man einen solchen scheibenförmigen Spiralnebel von der Seite sieht, so wird er spindelförmig erscheinen. Von dieser Form ist der grosse Nebel in Andromeda (Fig. 10). In einigen Aufnahmen von diesem Nebel sieht man noch Andeutungen von den Spiralbogen in den helleren gebogenen Partien am Rande. Bei anderen linsenförmigen Nebeln ist dies nicht der Fall. Diese regelmässig gebildete Nebel haben im allgemeinen kontinuierliche Spektra. Sie scheinen selbständige Fixsternsysteme auszumachen, die in ungeheurer Entfernung von uns liegen. Wegen der grossen Licht-

schwäche dieser Objekte gelang es erst 1899 Prof. Scheiner in Potsdam ein Spektrum von einem dieser Nebel, nämlich demjenigen in Andromeda, $AR = 0^h, 37^m 2$ $D = + 40^0 43'$, nach 7½ stündiger Exposition zu erhalten, welches deutliche Details enthält. Darin kommen dunkle Linien vor, welche den Spektren von Sternen des 2. Typus charakteristisch



Fig. 10. Spindelförmiger Nebel in Andromeda (nach Bond).

sind, also auch unsrer Sonne. Die Ähnlichkeit mit dem Sonnenspektrum tritt auch in den Helligkeitsverhältnissen der verschiedenen Teile des Spektrums hervor.

Die spiralförmigen Nebel, welche eine sehr grosse Gruppe bilden, sollten demnach als Sternhaufen zu betrachten sein. Ganz anders ist das Verhältnis mit den wirklichen Gasnebeln. Dieselben sind entweder elliptisch geformte planetarische Nebel von geringer Ausdehnung. Oder

sind sie sogenannte Ringnebel, wie diejenigen in der Leier ($A R = 18^h, 50^m$, $D = + 32{,}9$, vgl. Fig. 11), wo die Nebelmaterie sich in einem elliptischen Ring von den Durchmessern 72,2″ und 60,4″ kondensiert zu haben scheint. Bei photographischer Aufnahme giebt aber die mittlere Partie dieses Nebels den relativ stärksten Lichteindruck. Es scheinen infolgedessen die cen-



Fig. 11. Ringnebel in der Leier (nach Holden).

traleren Partien aus einer anderen Materie als die äusseren zu bestehen. Zu dieser Gruppe gehören auch die unregelmässig geformten Nebel, welche häufig ganz enorme Ausdehnungen besitzen, und von welchen der Orionnebel im Schwertgehänge des Orion (Fig. 12. $A R = 5^h, 30^m\ 3$, $D = - 5^0\ 28$) das berühmteste Beispiel ist. Dieser Nebel nimmt nach der Schätzung von Littrow und Weiss 4,6 Quadratgrade ein. Wenn derselbe in der Entfernung von nur einer Million Sonnenweiten von uns läge (d. h. etwa

wie Sirius und Wega), was jedenfalls stark unterschätzt ist, so würde die Ausdehnung etwa fünf Millionen mal so gross wie diejenige der Sonne



Fig. 12. Der grosse Nebel im Schwertgehänge des Orion (nach Sir J. Roberts).

in linearer Richtung sein, d. h. etwa 800 mal den Durchmesser der Neptunbahn übertreffen.

In dem Orionnebel kommt die Orionlinie, 447,2 $\mu\mu$, vor, welche einige Sterne im Orion charakterisiert. Es scheint schon dadurch ein genetischer Zusammenhang zwischen den Sternen und dem Nebel im Orion zu bestehen. Noch mehr tritt dies hervor, wenn man das Spektrum der vier im Nebel befindlichen sog. Trapezsterne mit demjenigen des Nebels vergleicht. Die beiden Spektren zeigen dieselben Linien an denselben Stellen, nur dass die Sternlinien teilweise dunkel, diejenigen des Nebels hell sind. In einigen Fällen konnte man sogar beobachten, dass inmitten der dunklen Sternlinien helle Nebellinien auftreten, was vielleicht darauf hindeutet, dass die Nebelatmosphäre wenigstens teilweise zwischen uns und den Trapezsternen liegt. Demnach scheinen diese unregelmässigen und unerhört weit ausgedehnten Nebel nicht so weit von uns entfernt zu sein, wie man im allgemeinen von den Nebeln annimmt.

Sehr eigentümlich erscheint es, dass die Wasserstofflinie H_α (der C-Linie im Sonnenspektrum entsprechend) nicht in den Nebelspektren vorkommt. Keeler hat sie nur einmal in einem Nebelspektrum beobachtet (G. C. 4390). Dies beruht nach Scheiner auf physiologischen Umständen, indem die rote Wasserstofflinie viel früher bei Abschwächung des Lichtes unsichtbar wird, als die anderen. Auffallend ist es ebenfalls, dass die relative Lichtstärke der Nebellinien im Orionnebel an verschiedenen Stellen verschieden ist. So z. B. ist die Nebulosalinie die stärkste auf der einen, eine Wasserstofflinie auf der anderen Seite dieses Nebels. Dies deutet auf verschiedene Zusammensetzung oder ungleichmässige physikalische Verhältnisse in den verschiedenen Teilen des Nebels hin. Sehr interessant ist in dieser Hinsicht die Beobachtung von Campbell über einen kleinen planetarischen Nebel in der Nähe des Orionnebels. Er beobachtete den Nebel in derselben Weise, wie man sonst die Protuberanzen der Sonne aufnimmt, d. h. mit weit geöffnetem Spektroskop-Spalt. Er fand auf diese Weise, dass der bekannte Nebelstoff ein viel kleineres Bild ergab, als die hellste Wasserstofflinie. Danach scheint es natürlich anzunehmen, dass der Nebelstoff hauptsächlich in der Mitte, der Wasserstoff gleichmässig in allen Teilen des Nebels vorkommt. Ähnliche weit ausgedehnte Nebel wie der Orionnebel befinden sich in der Umgebung der Plejadengruppe, im Sternbild des Schwanen, auf der südlichen Hemisphäre in den beiden sog. Capwolken u. s. w.

Unter den Nebeln giebt es einige, die aus zwei zusammengeflossenen Nebelballen bestehen; sie werden Doppelnebel genannt und entsprechen gewissermaassen den Doppelsternen.

Als Herschel mit seinem Refraktor nicht weniger als 2500 Nebel

entdeckte (jetzt sind etwa 30 000 Nebel katalogisiert) und es ihm gelang, einen grossen Teil derselben in Einzelsterne zu zerlegen, d. h. nachzuweisen, dass sie aus Sternhaufen bestehen, wurde die Ansicht allgemein angenommen, dass die Nebel alle, wenn man nur genügend starke optische Hilfsmittel zu ihrer Zerlegung hätte, sich als Sternhaufen ent-



Fig. 13. Photographische Aufnahme des Sternhaufens im Hercules (nach Sir J. Roberts).

hüllen würden. Diese Ansicht kann jetzt nicht mehr für die wahren Gasnebel aufrecht erhalten werden, wie die Spektroskopie zeigt. Die Sternhaufen sind auch für gewöhnlich so gruppiert, dass in ihrer Mitte oder zur einen Seite derselben eine starke Konzentration der Sterne stattfindet, wie die nebenstehenden Abbildungen (Figg. 13 und 14) der Sternhaufen im Hercules ($AR = 16^h$, 38^m: $D = 36{,}39^0$) und in den Zwillingen

(Fig. 15 $AR = 6^h,\ 2{,}7^m : D = 24{,}21^0$) zeigen. Im letzten Falle zeigen die Sternhaufen eine gewisse Ähnlichkeit mit dem Aussehen eines Kometen.

Auch die Gasnebel zeigen eine fortschreitende Bewegung in Richtung der Sichtlinie. Keeler fand in dieser Beziehung Zahlen von derselben Grössenordnung wie für die Bewegung der Fixsterne, indem die

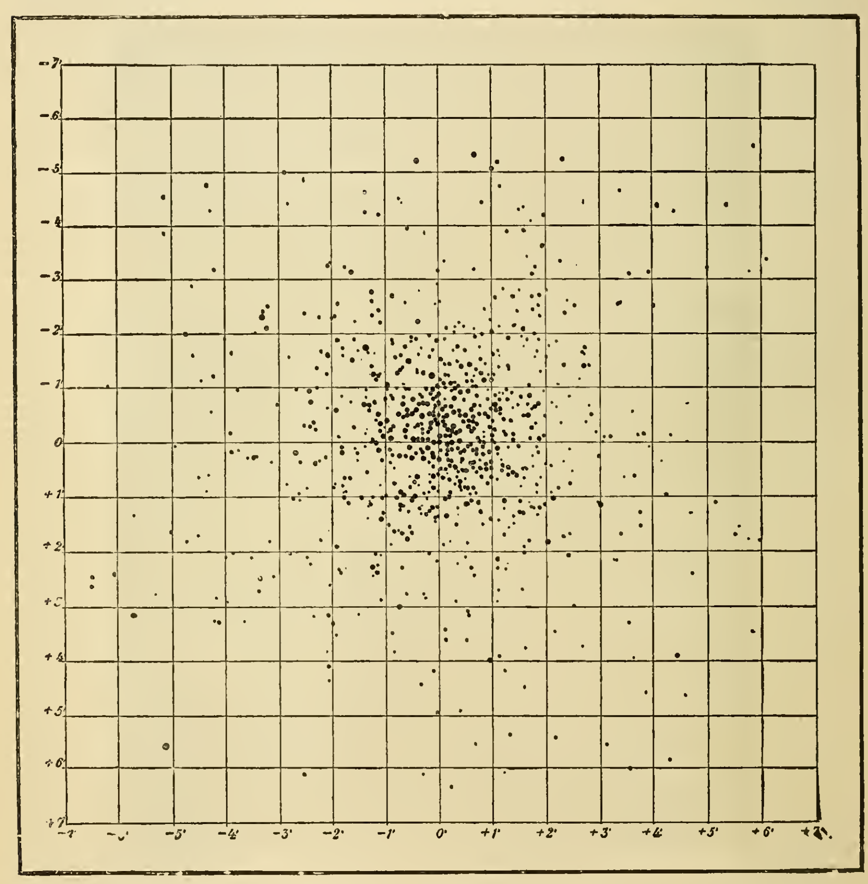


Fig. 14. Schematische Zeichnung des Sternhaufens im Hercules (nach Scheiner).

mittlere Geschwindigkeit etwa 20, die grösste (*G. C.* 4373) — 64,7 Kilometer pro Sekunde betrug. Dabei muss man wegen der Eigenbewegung des Sonnensystems, 17 km. pro Sek., korrigieren, und erhält so — 50,9 km. pro Sek. als Maximum.

Die Nebel scheinen auf dem Himmel nicht ganz regelmässig verteilt zu sein. An einigen Stellen kommen sie viel häufiger als an

anderen vor. Wenn man die Stellen ihrer grössten Häufigkeit unter einander verbindet, so erhält man einen Gürtel auf dem Himmel, der etwa senkrecht zur Milchstrasse vom Centauren durch die Jungfrau und das Haar Berenicees über den grossen Bären und Cassiopeja zur Andromeda verläuft. Neuere Untersuchungen mit Hilfe von lichtstarken Instrumenten scheinen anzudeuten, dass die Nebel ausserordentlich häufig am ganzen Himmelsgewölbe vorkommen.

Die Milchstrasse. (Die Lage der Milchstrasse ist durch Punktierung in Taf. I und Figg. 2 und 3 angegeben.) Seit den ältesten Zeiten ist es wohlbekannt, dass auf dem Himmelsgewölbe ein nebelartiger Lichtstreifen verläuft, der den Namen „die Milchstrasse" erhalten hat. Im Teleskop löst sich derselbe in ein ganz ungeheures Gewirre von Sternen auf. Seine schwächste Stelle liegt im Sternbild Orion. Von da geht die Milchstrasse durch das Einhorn, zwischen den Zwillingen und dem Stier zum Fuhrmann, indem sie immer glänzender hervortritt. Danach wendet sie sich zum Perseus und Cassiopeja und erreicht ihre grösste Helligkeit im Schwanen. Da teilt sie sich in zwei Teile, wovon die lichtkräftigere südliche durch den Adler, Sobieskis Schild und den Schützen geht. Das schwächere nördliche Lichtband geht durch die Schlange, wo es beinahe unsichtbar wird, zum Skorpion hin, wo es sich mit dem andern Zweig wieder vereinigt und danach das Südkreuz durchläuft. Später finden wiederholte Abbrechungen, wie im sog. Kohlensack, und Schwächungen statt, bis sie durch das Schiff zum Einhorn wieder zurückkehrt.



Fig. 15. Sternhaufen in den Zwillingen.

Dieses Gebilde verläuft im grossen und ganzen wie ein Ring rund um das Firmament, so dass, wenn wir einen Himmelsglobus so hinlegen, dass das Sternbild Berenicees Haar am höchsten liegt, die ganze Milchstrasse etwas unter den horizontalen Grosskreis des Globus fällt. Der Nordpol der Milchstrasse liegt an der Grenze zwischen Berenicees Haar und den Jagdhunden ($A\,R = 12^h,\ 42^m,\ D = 27^0$).

Es ist schwer, sich der Vorstellung zu enthalten, dass die Milchstrasse ein nebelartiges, etwa dem Andromedanebel gleiches Gebilde sei, von welchem das Sonnensystem einen Teil ausmacht, welcher in der Mitte des Nebels etwas excentrisch, näher am Teil der Milchstrasse, wo

sie durch die hellsten Stellen im Schwanen geht, verlegt ist. Dieser Nebel giebt natürlicherweise wie der Andromedanebel ein kontinuierliches Spektrum und zwar, da die meisten von uns untersuchten Sterne der Milchstrasse angehören und dem weissen Typus sich anschliessen, wird der Totaleindruck von diesem Sternhaufen, von der Ferne gesehen, derjenige eines weissen Sterns sein. Die Milchstrasse ist demnach als ein heisseres Gebilde als der Andromedanebel, welcher zum zweiten Typus der (gelblichen) Sterne gehört, anzusehen. Die verschiedenen Ausbuchtungen und Abbrüche würden der ungleichmässigen Lichtverteilung in den Spiralnebeln entsprechen. Demnach müsste die weitaus vorwiegende Zahl der Sterne in der Ebene der Scheibe liegen, worin die Spirale aufgerollt liegt.

Um ein Bild von der durch diesen Umstand veranlassten Verteilung der Sterne zu geben, nahm W. Herschel sogenannte Aichungen der Sternhäufigkeit vor, indem er die Zahl der Sterne im Gesichtfeld eines Teleskopes ausmaass, gänzlich von der Grösse der Sterne absehend. Auf dem Parallelkreis, welcher durch den Milchstrassenschimmer geht, welcher also in der Ebene der Nebelspirale liegt, fand er die Relativzahl 122, 15 Grad nördlich davon 30, 30 Grad nördlich davon 18, 45 Grad 10, 60 Grad 6 bis 7. Näher beim Milchstrassenpol kommen die Sterne sehr spärlich vor. Durch diese scharf hervortretende Regelmässigkeit wird die Ansicht, wovon wir ausgingen, stark bestätigt.

Wenn man nur die grösseren Sterne berücksichtigt (von 1.—9. Grösse) ist die Zunahme der Sternhäufigkeit zur Milchstrassenebene hin viel geringer, nämlich wie 2,5 : 1, wenn wir dem Gebiet, was 60 Grad von der Milchstrasse entfernt, die Sternhäufigkeit 1 erteilen, während nach Herschels Aichung sich die Zahl 14:1 ergiebt. Dies wird verständlich, wenn man in Betracht zieht, dass in den entferntesten Teilen der Sternhaufenscheibe, welche sich gerade in der Nähe der Milchstrassenebene geltend machen, wegen des grossen Abstandes auch die hellsten Sterne nur sehr lichtschwach erscheinen können.

Sehr auffallend ist, dass die allermeisten Sternhaufen, oder in Sternhaufen auflösbaren Nebel sich in der Umgebung der Milchstrasse befinden. Dieser Umstand deutet darauf hin, dass diese Sternhaufen nicht als selbständige Gebilde anzusehen sind, sondern als Verdichtungen in dem grösseren Sternhaufen der Milchstrasse. Dagegen scheint zwischen den nicht auflöslichen Nebeln ein solcher Zusammenhang mit der Milchstrasse nicht zu bestehen, vielmehr konzentrieren diese sich um den Milchstrassenpol.

Der physikalische Zustand der Nebel. Was das von den echten Gasnebeln ausgestrahlte Licht angeht, so sind die meisten Forscher mit Scheiner der Ansicht, dass die Temperatur der Gasnebel sehr niedrig sein muss und nicht weit von dem absoluten Nullpunkt entfernt sein kann. Anderenfalls würden die schwachen Anziehungskräfte, welche in den ungeheuren Entfernungen zwischen den Nebelteilchen obwalten, nicht ausreichen, um der mit der Temperatur proportionalen Neigung der Gaspartikelchen auseinanderzugehen, Gleichgewicht zu halten. Die kinetische Theorie der Gase verlangt, dass von der ungeheuren Menge der Molekeln bei niedriger mittlerer Temperatur doch einige solch grosse Bewegungen besitzen, die einer viel höheren Temperatur entsprechen, und demnach Licht ausstrahlen würden. Als Stütze für eine solche Ansicht führt man an, dass in Geisslerschen Röhren unter Einfluss von elektrischen Schwingungen verdünnte Gase Licht emittieren können, obgleich die mittlere Temperatur sehr niedrig liegt. (Man hat diesbezügliche Versuche bis zu Temperaturen von — 200° angestellt.) Demgegenüber ist einzuwenden, dass unter dem Einfluss der elektrischen Schwingungen die Molekeln zerlegt und wiedervereinigt werden, was ohne Zweifel im engsten Zusammenhange mit der Lichtemission steht. Wenn man also nicht dergleichen elektrische Schwingungen in den Gasnebeln annehmen wollte, so wäre es wohl das richtigste, den Gasnebeln eine nicht so sehr niedrige Temperatur zuzuerteilen, wie man für gewöhnlich anzunehmen pflegt.

Wie unten gezeigt werden soll, deutet vieles darauf hin, dass in den Weltraum negativ elektrische Partikelchen von den Sonnen ausgestrahlt werden. Dieselben werden natürlicherweise von den Gasnebeln, welche eine unerhörte Ausdehnung besitzen, eingefangen und verursachen dann elektrische Entladungen in den Nebelgasen, welche infolgedessen, trotz ihrer nahe am absoluten Nullpunkt liegenden Temperatur, Licht aussenden.

Dieser Umstand würde auch eine andere Eigentümlichkeit erklären. Wenn ein planetarischer Nebel aus einem lichtaussendenden (glühenden) Gasball bestände, so müsste man erwarten, dass die centralen Teile, in welchen mehr glühende Gasteilchen auf der Sichtlinie belegen sind, als in den mehr peripherischen, stärker leuchten sollten, als diese. Dies ist nun nicht der Fall; in den Ringnebeln strahlen sogar die peripherischen Teile in hellerem Licht. Dies entspricht dem Fall, der eintritt, wenn die elektrisch geladenen Teile in den Oberflächenschichten der Nebelgasmassen ihre Geschwindigkeit einbüssen, was wenigstens bei einigermaassen bedeutenden Gasansammlungen eintreffen wird.

Nach dieser Vorstellungsweise ist es sehr wohl möglich, dass grosse Gasnebel vorkommen, die uns nicht sichtbar werden, weil in ihrer Nähe keine genügende Zahl von Sonnen sich befinden, welche elektrisch geladene Teilchen aussenden.

Man hat vielfach darüber nachgedacht, warum in den Gasnebeln, woraus, wie man annimmt, die Sonnen sich allmählich ausbilden, so ausserordentlich wenige chemische Elemente vorkommen, und vorzugsweise die leichtesten, Wasserstoff und Helium. Wenn nur die Oberflächenschichten der Nebel glühen, ist dies sehr leicht verständlich. Denn ebenso wie in der Sonne müssen die schweren Molekeln sich zu den centralen Teilen des Nebels konzentrieren und die leichtesten Molekeln in den äusseren Teilen eine stark vorwiegende Rolle spielen. Die schweren Elemente können demnach sehr wohl in den Nebeln vorkommen, ohne dass wir sie an ihrer Lichtemission zu entdecken im Stande sind. Dabei muss man auch berücksichtigen, dass einige Gase (z. B. Stickstoff) ausserordentlich viel leichter unter dem Einfluss elektrischer Entladungen glühen als andere.

Dagegen werden die im Nebelinneren befindlichen Stoffe Licht von hinter ihnen gelegenen Sternen absorbieren. Und es ist sehr wohl denkbar, dass zufolge der Menge und Mannigfaltigkeit der absorbierenden Gase diese Absorption kontinuierlich erscheint. Mit anderen Worten, es ist wohl denkbar, dass die Gasnebel, welche sehr ausgebreitet sind, den lichtabsorbierenden Stoff, wovon oben (S. 12) geschrieben wurde, zum Teil enthalten. Der grösste Teil der Lichtabsorption ist jedoch kleinen festen oder flüssigen Partikelchen zuzuschreiben, welche von den Sonnen abgestossen im Weltraum herumschwirren.

In den Nebelspektren kommen einige noch nicht bekannte Linien vor. Es ist jedoch nicht undenkbar, dass dieselben trotzdem bekannten irdischen Stoffen angehören. Diese höchst unerwartete Thatsache ist neuerdings durch eine der merkwürdigsten Entdeckungen erwiesen worden. In dem Spektrum des Sternes ζ Puppis hatte Pickering sechs neue Linien gefunden von den Wellenlängen 381,4, 385,7, 392,3, 402,8, 420,3 und 450,5 $\mu\mu$. ζ Puppis hat auch die Orionlinie 447,2 $\mu\mu$. Kayser vertrat darauf die Ansicht, dass die sechs Linien, welche bisher unbekannt waren, doch dem Wasserstoff zuzuschreiben seien. Man findet nämlich die Wellenlängen (λ) des Wasserstoffs, wenn man in die Balmersche Formel:

$$\lambda = 364.61 \frac{n^2}{n^2 - 16} \mu\mu.$$

n durch die geraden Zahlen ersetzt. Die neuen Linien gehören derselben Formel, wenn man für n die ungeraden Zahlen einsetzt.

Man hat übrigens diese neuen Linien in den Spektren von anderen Sternen wiedergefunden wie 29 und 30 Can. maj. und einem neuen veränderlichen Stern ($AR = 7^0$, $14{,}5'$ $D = -24^0$, $47'$). Diese Sterne liegen alle recht nahe aneinander und in der Nähe der Centrallinie der Milchstrasse. Die berechneten Wellenlängen für die sechs Linien sind nach Rydberg, welcher die Formel angegeben hat:

$$\frac{n}{109\,675} = \frac{1}{4} - \frac{1}{(m + 0{,}5)^2},$$

worin n die Schwingungszahl und m die konsekutiven ganzen Zahlen bedeuten:

λ beob.	420,0	402,6	392,5	385,9	381,6	378,3
λ ber.	420,2	402,7	392,5	386,0	381,5	378,3

Rydberg berechnet die Wellenlängen der Wasserstofflinien (sowohl die alten wie die neuen) nach der Formel:

$$\frac{n}{109\,675{,}00} = \frac{1}{(m_1 + 1)^2} - \frac{1}{(m_2 + 0{,}5)^2}$$

worin $n = 10^7 : \lambda$ der Schwingungszahl der Linie proportional ist. In der einen (sog. prinzipalen oder diffusen) Reihe ist $m_1 = 1$, dagegen kann m_2 die Werte 1, 2, 3, 4, 5 etc. annehmen, in der anderen (der sog. scharfen) Reihe ist $m_2 = 1$ und m_1 kann die verschiedenen Werte 1, 2, 3, 4 etc. annehmen. Eine Linie ist für die beiden Reihen gemeinsam, bei welchem $m_1 = m_2 = 1$ ist. Diese Linie sollte, nach anderen Spektren zu urteilen, besonders hell erscheinen. In dieser Weise hat Rydberg folgende von Maury und Pickering verzeichnete helle Spektrallinien, welche in einigen Sternspektren vorkommen, als Wasserstofflinien identificiert.

	λ	i		λ	i
$H(D, 7)$	388,9	1	$H(S, 5)$	420,0	3
$H(S, 7)$	392,6	1	$H(D, 4)$	434,0	3
$H(D, 6)$	397,0	1	$H(S, 4)$	454,4	2
$H(S, 6)$	402,6	1	— — —	461,4	2
— — —	405,9	4	$H(S, 1)$	468,8	10
$H(D, 5)$	410,2	5	$H(D, 3)$	486,2	1

Die mit S bezeichneten Linien gehören der scharfen Reihe, die mit D bezeichneten der diffusen Reihe der (bekannten) Wasserstofflinien an.

Die Ziffer in der Klammer giebt an, was für einen Wert man der variablen Zahl (m_1 für die S-Gruppe, m_2 für die D-Gruppe) erteilen soll.

Unter i steht die Intensität der betreffenden Linien. Wie man sieht, ist $H(S, 1)$, welche sowohl der „principalen" als auch der „scharfen" Reihe angehört, die hellste von allen den beobachteten Linien, sie kommt auch in gewissen Nebelspektren (468,7) vor. Sie ist dagegen im Sonnenspektrum und im irdischen Wasserstoffspektrum unbekannt. Dagegen sind $H(D, 5)$ und $H(D, 3)$ die bekannten Wasserstofflinien $H\gamma$ und F ebenso wie $H(D, 4)$, $H(D, 6)$ und $H(D, 7)$ aus dem Sonnenspektrum wohlbekannt.

Die neuen, in ζ Puppis entdeckten Linien wären mit $H(S, 9)$, $H(S, 8)$ ..... $H(S, 4)$ zu bezeichnen. Von den fehlenden Linien glaubt Rydberg $H(S, 3)$ mit der von Campbell in mehreren Sternspektren gefundenen Linie 541,24 identifizieren zu können und $H(D, 2)$ sollte $H\alpha$ sein. Es unterliegt wohl keinem Zweifel, dass die übrigen Linien, die noch nicht entdeckt sind, mit der Zeit in den Sternspektren wiedergefunden werden. Jedenfalls ist diese Auffindung von neuen Wasserstofflinien eine der interessantesten Bestätigungen davon, wie weit man durch kritische Sichtung und rationelle Berechnung der schon gekannten Daten in Bezug auf Voraussagungen über noch nicht bekannte Erscheinungen kommen kann.

Doppelsterne. Man bemerkt häufig, dass zwei Sterne einander sehr nahe stehen, besonders wenn man die Sterne mit einem kräftigen Fernrohr beobachtet. Anfangs glaubte man, es sei nur ein Zufall, dass die beiden Sichtlinien nahe aneinander liegen. Dies ist ja auch in vielen Fällen richtig, und man nennt solche Doppelsterne optisch. Je mehr man aber den Himmel durchmusterte, desto auffälliger wurde es, dass die Anzahl der Doppelsterne zu gross ist, als dass man sie alle als nur optisch ansehen könnte (W. Herschel).

Unter Annahme, dass die Sterne auf dem Himmelsgewölbe gleichmässig verteilt sind, und bis zur 8. Grösse 40 000 an Zahl betragen, berechnete Struve, wie viele Fälle von Doppelsternen von mehr als achter Grösse vorkommen sollten, wenn die Distanz der beiden Komponente weniger als 1″, zwischen 1″ und 2″ u. s. w. ist, und fand folgende Zahlen:

Distanz.	Opt. Doppelst.	Beobachtete Doppelst.
0″— 1″	0,007	62
1″— 2″	0,023	116
2″— 4″	0,089	133
4″— 8″	0,358	130
8″—12″	0,596	54
12″—16″	0,835	52
16″—24″	2,384	54
24″—32″	3,338	52

Wie man aus dieser kleinen Tabelle ersieht, ist der Unterschied zwischen der berechneten Zahl, welche den optischen Doppelsternen entspricht, und der beobachteten Zahl um so grösser, je enger die Sterne aneinander liegen. Es ist infolgedessen höchst wahrscheinlich, dass ein physikalischer Zusammenhang zwischen den beiden Komponenten der meisten beobachteten Doppelsterne besteht. Diese Wahrscheinlichkeit hat durch neuere Beobachtungen in hohem Grad zugenommen, so dass man es jetzt als eine typische Erscheinung betrachten muss, dass zwei oder mehrere Sterne zum selben System gehören.

Natürlicherweise ist der gewöhnlichste Fall derjenige, dass die beiden Sterne verschiedener Grösse sind. So z. B. enthält der Polarstern einen Stern zweiter und einen neunter Grösse, zu welchem Campbell neuerdings einen dritten schwächeren gefügt hat. Castor besteht aus einem Stern zweiter und einem dritter Grösse u. s. w. Bisweilen sind die beiden Sterne nahezu gleich hell, wie z. B. in γ Virginis, wo beide Sterne dritter Grösse sind.

Da die Doppelsterne einen physikalischen Zusammenhang besitzen, so müssen sie sich um einen gemeinsamen Schwerpunkt drehen. Dies hat man für eine grosse Anzahl derselben nachgewiesen. So z. B. war in 1718 der Abstand der beiden Komponenten von γ Virginis 7″ nach Bradley. Dieser Abstand nahm immer mehr ab, bis im Jahre 1836 die beiden Sterne so nahe aneinander standen, dass sie wie ein einziger Stern aussahen. Seitdem ist ihre Entfernung wieder gewachsen und man hat berechnet, dass 1903 die Sterne dieselbe gegenseitige Lage wie bei Bradleys Beobachtung einnehmen werden. Mit anderen Worten die Umlaufszeit beträgt 185 Jahre. Die gegenseitige Lage der beiden Sterne geht aus der nebenstehenden Zeichnung hervor (Fig. 16).

Folgende Tabelle giebt die Umlaufszeiten von einigen dieser sogenannten teleskopischen Doppelsterne wieder.

ζ Herculis	34	Jahre
Sirius	49	„
α Centauri	88	„
γ Coronae	96	„
δ Cygni	415	„
61 Cygni	783	„
Castor	1000	„

Die Bahnen der Doppelsterne erscheinen natürlicherweise von uns gesehen in Verkürzung. Es ist nicht schwer aus dieser Verkürzung die wirkliche Bahn mit Hilfe des zweiten Keplerschen Gesetzes zu konstruieren.

Ausser diesen Doppelsternen hat man mit Hilfe des Spektroskops sog. spektroskopische Doppelsterne entdeckt. So z. B. fand Vogel, dass der helle Stern Spica (α Virginis) periodische Verschiebungen der Spektrallinien zeigt, welche andeuten, dass dieser Stern bald sich uns nähert, bald wiederum sich von uns entfernt.

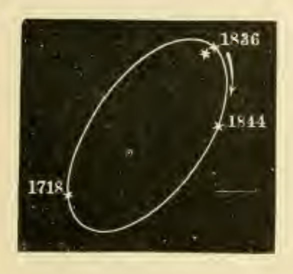


Fig. 16.

Diese Bewegung kann nicht gern anders erklärt werden als durch die Annahme, Spica bewegt sich um einen Punkt im Raume. Die Umlaufszeit beträgt nur etwas über vier Tage und die Geschwindigkeit des Sterns ist 89 km pro Sekunde, vorausgesetzt, dass die Bahn die Sichtlinie enthält. Ist die Bahn kreis-förmig, so erhält man den Umkreis der Bahn durch Multiplikation der Anzahl Sekunden in vier Tagen mit 89, und daraus findet man den Durchmesser der Bahn gleich nahezu 10 Millionen km, eine Entfernung, die nicht mehr als etwa der dreissigste Teil des Durchmessers der Erdbahn um die Sonne ist.

In dem Falle der Spica ist der Begleiter unsichtbar, in anderen Fällen wie bei β im Fuhrmann und ζ im grossen Bär sind die beiden Komponenten leuchtend. In solchen Fällen bewegt sich der eine Stern auf uns zu, während der andere von uns weggeht und umgekehrt. Man erkennt deshalb solche Sternpaare an einer Verdoppelung der Linien, welche bisweilen verschwindet. Die Umlaufszeiten dieser beiden Sterne wurde von Pickering zu 4 resp. 104 Tagen bestimmt.

Bei den beiden Sternen Sirius und Procyon bemerkte man, dass ihre Eigenbewegungen am Himmel durch eine Wellenlinie beschrieben wird. Es erschien deshalb wahrscheinlich, dass die beiden Sterne eine drehende Bewegung um zwei andere bis dahin nicht entdeckte Sterne in

ihrer Nähe ausführen. Diese beiden Begleiter sind seitdem von Clarke (1862) und Schaeberle (1896) entdeckt. Derjenige von Sirius ist ein Stern 9.—10. Grösse, derjenige von Procyon ein Stern 13. Grösse. In dem hellen Licht der Hauptsterne sind sie sehr schwer aufzufinden, wodurch sie bis in die letzte Zeit der Beobachtung entgangen waren. Schon 1844 hatte Bessel die Umlaufszeit des Siriusbegleiters zu etwa 50 Jahre bestimmt, später hat man sie zu 53 Jahre fixiert. Der Siriusbegleiter bewegt sich um den Hauptkörper in einer stark elliptischen Bahn, indem die Maximaldistanz 11″, die Minimaldistanz nur 2,4″ beträgt. Für den Begleiter von Procyon ist eine Umlaufszeit von etwa 40 Jahren berechnet worden. Auch seine Bahn ist stark excentrisch.

In solchen Fällen bewegen sich alle beiden Sterne um einen Punkt zwischen ihnen, nämlich um den gemeinsamen Schwerpunkt. Dazu kommt die gemeinsame Eigenbewegung der beiden Sterne senkrecht zur Sichtlinie. Aus den Beobachtungen kann man leicht diese beiden Bewegungsarten von einander sondern. Wenn man weiter die Bewegungen der beiden Sterne, jede für sich, um den gemeinsamen Schwerpunkt kennt, so kann man aus der relativen Grösse dieser Bewegungen das Verhältnis der beiden Massen berechnen. Auf diese Weise hat man geschätzt, dass der Siriusbegleiter etwa halb so gross wie Sirius selbst ist, obgleich er 5000 mal schwächer leuchtet. Der Siriusbegleiter ist infolgedessen als ein sehr grosser Stern zu betrachten, welcher sehr nahe dem Erlöschen ist.

Wenn man nun weiter die Umlaufszeit und die wahre Distanz der beiden Komponenten des Doppelsternsystemes kennt, so kann man auch die Grösse der Anziehung, d. h. die damit proportionale wirksame Masse der beiden Sterne berechnen. Die Distanz der beiden Sterne kann man leicht berechnen, wenn ihre Parallaxe bekannt ist. Obgleich diese wohl nicht sehr genau bestimmt ist, so sind doch die so gefundenen Zahlen nicht ohne Interesse. Der Hauptstern im α Centauri, dem uns am nächsten liegenden Stern, sollte in einer Entfernung von 24 Erdbahnradien von seinem Begleiter liegen und etwa doppelt so grosse Masse wie unsere Sonne besitzen. Der Stern η Cassiopejae hat etwa 7 mal grössere Masse als die Sonne, sein Begleiter etwa 2 mal. Sirius sollte 14, sein Begleiter 7 mal an Masse unsere Sonne übertreffen. Procyon sollte 4, sein Begleiter 0,7 Sonnenmassen enthalten. Diese beiden Sterne liegen in einer Entfernung von 18 Erdbahnradien. Der Doppelstern Mizar sollte 40 mal grössere Masse als die Sonne und einen gegenseitigen Abstand der Komponente von 900 Erdbahnradien besitzen.

Jedenfalls ist diese Schätzung mit grosser Unsicherheit behaftet, so sollte nach neueren Bestimmungen Sirius nur doppelt so gross sein, sein Begleiter eben so gross wie die Sonne sein. Die Masse des Doppelsterns 61 Cygni ist ausnehmend gering, sie soll nur ein Viertel der Sonnenmasse betragen.

Wie man aus diesen Ziffern sieht, sind die Massen der beobachteten Sterne im allgemeinen sehr gross und ebenfalls ihre gegenseitigen Abstände höchst bedeutend, oft viel grösser als der Radius der Neptunbahn (30 Erdbahnradien). Dies letzte kommt daher, dass wir bisher in dieser Beziehung nur die teleskopischen Doppelsterne betrachtet haben, deren Begleiter noch mit unseren optischen Hilfsmitteln von ihren Hauptsternen getrennt werden können. Ihre gegenseitige Entfernung ist dementsprechend recht gross, wodurch auch die Umlaufszeit lang wird. Inzwischen hat man in letzter Zeit teleskopische Doppelsterne von relativ kurzer Umlaufszeit entdeckt. Zur Zeit John Herschels hatte ζ Herculis unter allen bekannten Doppelsternen die kürzeste Umlaufszeit von 34 Jahren. Später fand man bei 42 im Berenices Haar eine Umlaufszeit von 25 Jahren. Eine noch bedeutend kürzere Periode von 11,5 Jahren fand man 1887 bei δ im Füllen. Etwa dieselbe Zeit braucht auch $\varkappa$ Pegasi zu einem Umlauf. Diese Sterne werden jedoch bedeutend an Schnelligkeit von dem Stern Lalande 9091 ($AR = 4^h, 45^m 6$ und $D = + 10^0, 54'$) übertroffen, da die Periode dieses Doppelsterns nach Sees Beobachtungen nur etwa 5,5 Jahre beträgt.

Andererseits ist bei den spektroskopischen Doppelsternen die Umlaufszeit relativ kurz, weil sie nur entdeckt werden können, wenn sie einander recht schnell umkreisen. Den teleskopischen Doppelsternen scheint η Pegasi am nächsten zu kommen, welcher nach Campbells Beobachtungen eine Umlaufszeit von ungefähr zwei Jahren besitzt.

Eine sehr interessante Beobachtung hat man in letzter Zeit betreffs Capella gemacht. Dieser Stern hat sich als ein spektrakopischer Doppelstern von 104 Tagen Umlaufszeit erwiesen. Der eine Komponent besitzt ein Spektrum, das an dasjenige der Sonne stark erinnert, der andere ähnelt in dieser Beziehung dem Procyon. Bei genauer Untersuchung fand man in Greenwich, dass Capella ein längliches Aussehen zeigt, und dass ihre Längsachse eine Umdrehungszeit besitzt, welche der aus spektroskopischen Beobachtungen abgeleiteten nahe kommt. Aus der Grösse der Parallaxe (0,08″ nach Elkin) hat man berechnet, dass die Entfernung der beiden, annähernd gleich grossen, Komponente etwa doppelt so gross (300 Millionen km) ist, wie der Erdbahnradius. Demnach beträgt

ihre Gesamtmasse etwa 100 mal der Sonnenmasse. Capella ist der erste Doppelstern, welcher sowohl spektroskopisch als teleskopisch ist. Die Bahn der beiden Sterne liegt sehr schräg gegen die Sichtlinie, sie bildet damit einen Winkel von etwa 74°.

Die Häufigkeit der verschiedenen Umlaufszeiten bei den teleskopischen Doppelsternen ersieht man aus folgender Zusammenstellung von See.

8	Doppelsterne	haben	11— 25	Jahre	Umlaufszeit
13	„	„	25— 50	„	„
19	„	„	50— 100	„	„
27	„	„	100— 200	„	„
12	„	„	200— 400	„	„
6	„	„	400—1800	„	„

In einer Beziehung unterscheiden sich die Doppelsterne höchst bedeutend von den in unserem Sonnensystem herrschenden Verhältnissen. Während die grossen Planeten alle eine Excentricität besitzen, die geringer als 0,1 ist, kommt eine so geringe Excentricität bei keinem der 40 von See berechneten Doppelsterne vor. Sechs haben Excentricitäten zwischen 0,1 und 0,3, 17 zwischen 0,3 und 0,5, 11 zwischen 0,5 und 0,7 und sechs zwischen 0,7 und 0,9. Der Mittelwert beträgt etwa 0,45.

Ebenso auffallend ist die nahezu gleiche Grösse der Komponenten, während im Sonnensystem der grösste Planet Jupiter nicht den tausendsten Teil der Masse des Centralkörpers besitzt.

Von den bemessenen teleskopischen Doppelsternen sind weitaus die meisten vom Typus 2 (Capella), nur sehr wenige, etwa 14 Proc., vom Typus 1 (Sirius) oder vom Arkturtypus (7 Proc.). Keine derselben gehört dem Typus 3 (der rötlichen Sterne).

Häufig sind die beiden Teile des Doppelsterns verschieden gefärbt, z. B. der eine blau, der andere gelb.

Zum Teil kann dies von physiologischen Umständen herrühren, indem neben einem gefärbten Gegenstand ein rein weisser Gegenstand in der komplementären Farbe gefärbt erscheint. Dass aber in vielen Fällen diese Erscheinung ganz objektiv ist, davon kann man sich leicht dadurch überzeugen, dass man den einen Stern im Gesichtsfeld verdeckt. Dies ist auch aus Spektraluntersuchungen deutlich. So z. B. zeigte Huggins, dass im Doppelstern β Cygni der schwächere Stern, von der Grösse 5,3, blauweiss erscheint und das für weisse Sterne charakteristische Spektrum zeigt, während der hellere Stern, von der Grösse 3, den gelblichen Sternen

angehört, und ein wenig wärmer als die Sonne sein dürfte (indem die Calcium-Linie K im Spektrum dünner ist als die H-Linie). Das sonderbare ist nun, dass in den meisten beobachteten Fällen der kleinere Stern ein blaueres Licht aussendet wie der grössere. Man hätte wohl sonst zu erwarten, dass, wie in unserem Planetensystem, die grösseren Körper im allgemeinen die wärmeren wären. Wenn die beiden Körper gleichzeitig entstanden sind, z. B. durch Trennung aus einer gemeinsamen Masse müsste man wohl erwarten, dass der kleinere Körper sich schneller abkühlte. (Vgl. weiter unten Kap. Komogonie.)

Das Verhältnis der weissen und der gelben Sterne zum Sonnensystem. Die Sterne vom Typus 2 haben viel grössere Eigenbewegung als diejenigen vom Typus 1. Von 108 Sternen mit grosser Eigenbewegung (über 0″,5 pro Jahr) gehören 92 dem Capellatypus, 9 dem Siriustypus, 6 dem Arkturtypus und 1 dem Typus 3. Dagegen haben die Sterne vom 1. und 2. Typus dieselbe Bewegung (17,4 resp. 17,6 km pro Sekunde) in der Sichtlinie. Alle Umstände deuten darauf, dass die relativ wenigen Sterne vom Capellatypus uns relativ sehr nahe stehen. Das Sonnensystem ist demnach von einer Gruppe gelblicher Sterne umgeben, zu welcher offenbar die Sonne gehört. Nun sind aber die weissen Sterne im allgemeinen viel heller als die gelblichen, welche uns gleich nahe stehen. So z. B. leuchtet Sirius 53 mal stärker als die Sonne, hat aber nur 14 mal so grosse Masse. Der weisse Algol, der eine Parallaxe von 0,036″ besitzt, liegt demnach in einer Entfernung von 80 Lichtjahren und ist etwa 7 mal heller als die Sonne, hat aber nur die halbe Masse derselben.

Man könnte nun fragen, ob diese relativ geringe Helligkeit der gelben Sterne davon herrühren könnte, dass sie im allgemeinen geringere Masse besässen, als die weissen Sterne. Dies ist aber nicht der Fall, denn dann würden die Begleiter der gelben Sterne im Mittel eine grössere Umlaufszeit als diejenigen der weissen Sterne besitzen, während umgekehrt das Gegenteil zuzutreffen scheint. Die relativ grosse Helligkeit der Sterne vom Typus 1 ist folglich nur ihrer hohen Temperatur zuzuschreiben. Wie bekannt nimmt ja auch die Wärmestrahlung eines heissen Körpers kolossal schnell mit der Temperatur zu. Stefans Gesetz verlangt, dass die Wärmestrahlung proportional der vierten Potenz der absoluten Temperatur steige. Noch rapider steigt die Lichtemission mit der Temperatur, und es ist dann nicht zu verwundern, dass die heissesten Sterne eine in Anbetracht ihrer Masse enorme Helligkeit besitzen.

Veränderliche Sterne vom Algoltypus. Unter den Doppelsternen nehmen einige sog. veränderliche Sterne eine besondere Stellung ein. Von diesen sind die nach ihrem am besten untersuchten Vertreter Algol (β Persei) genannten Sterne die am leichtesten verständlichen. Algol ist ein Stern zweiter (2,2.) Grösse. Während 2 ½ Tagen leuchtet er mit konstanter Lichtstärke, danach fängt diese an abzunehmen und sinkt in 4 ½ Stunden um 1,5 Grössenklassen, dann nimmt sie wieder in 4 ½ Stunden auf die alte Helligkeit zu. Die ganze Periode dieses Lichtwechsels beträgt 2 Tage 20 Stunden 48 Minuten 53,8 Sekunden. Man nimmt an, dass diese relativ kurz dauernde starke Abnahme der Helligkeit von einer Verfinsterung herrührt, welche dadurch zu Stande kommt, dass ein dunkler Begleiter alle 69 Stunden sich in der Sichtlinie zwischen uns und Algol befindet und dabei Algol teilweise verdeckt. Pickering bestimmte die Helligkeit des Algols zu verschiedenen Zeiten und fand, dass der Begleiter 0,584 des von Algol ausgesandten Lichtes uns abblendet. Angenommen der Begleiter stände gänzlich vor der Algolscheibe, so muss seine Oberfläche 0,584 des Algols, folglich sein Durchmesser 0,764 des Algoldurchmessers und seine Masse 0,446 der Algolmasse betragen, falls beide Körper dasselbe spezifische Gewicht besitzen. Nun wissen wir weiter aus spektroskopischen Messungen, dass die Bahngeschwindigkeit Algols (die Bahn enthält ja in diesem Falle die Sichtlinie in ihrer Ebene) 42 km pro Sekunde beträgt. Daraus finden wir, unter Voraussetzung, dass die beiden Bahnen kreisförmig sind, die Geschwindigkeit des Begleiters um den gemeinsamen Schwerpunkt $= 42 : 0,446 = 94$ km pro Sekunde. Wenn wir uns Algol feststehend denken, beschreibt der Begleiter einen Kreis mit einer relativen Geschwindigkeit von $42 + 94$ km pro Sekunde. Dieser Kreis wird in $2^d, 20^h, 48^m, 53^s, 8 = 247\,734$ Sekunden beschrieben, sein Umkreis ist folglich $3,37.\ 10^7$ km und der Bahnenradius $5,36.\ 10^6$ km. Nun beträgt die Zeit, welche zwischen dem Anfang und Ende des Verdunkelns von Algol verstreicht, 9 Stunden 10 Minuten. Wenn A (Fig. 17) den Durchschnitt des Algols, B denjenigen des Begleiters am Anfang, B' am Ende der Verdunkelung darstellt, so tangiert die Sichtlinie $S\,S$ sowohl den Begleiter als Algol am Anfang der Verdunkelung, ebenso wie die Sichtlinie $S'\,S'$ am Ende der Verdunkelung. Es ist leicht einzusehen, dass, wenn B central an A vorbei passiert, so wird der Abstand $B\,B'$

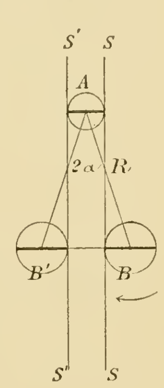


Fig. 17.

der Mittelpunkte des Begleiters in den beiden Lagen gleich der Summe der beiden Durchmesser (d und d_1) des Algols und des Begleiters. Weiter ist, wenn der Begleiter zwischen Anfang und Ende der Verdunkelung einen Winkel von 2α beschrieben hat, und R den Bahnradius darstellt,

$$\frac{d + d_1}{2} = R \sin \alpha.$$

Da nun 247734 Sek. der Passage der ganzen Bahn ($= 360^0$) entsprechen und 9^h, $10^m = 33000$ Sek. der Beschreibung des Winkels 2α, so findet man $\alpha = 23^0, 58'$. Folglich wird $d + d_1 = 4{,}35.\ 10^6$ km, woraus d (Durchmesser des Algols) $= 2{,}47.\ 10^6$ und d_1 (Durchmesser des Begleiters) $= 1{,}88.\ 10^6$ km. Weiter kann man aus den Keplerschen Gesetzen ableiten, dass, für zwei Sonnen mit den Massen M und M_1 und zwei zugehörige Planeten in den Entfernungen R und R_1, mit den Massen m und m_1, und den Umlaufszeiten T und T_1, die Beziehung gilt (vgl. S. 77):

$$\frac{M + m}{M_1 + m_1} = \frac{T_1^2\ R^3}{T^2\ R_1^{\ 3}}.$$

Nehmen wir als die beiden Sonnen unsere Sonne und den Algol, als Planeten die Erde und den Algol-Begleiter, so sind

$$R = 149.10^6 \text{ km}, \quad T = 365 \text{ Tage}$$
$$R_1 = 5{,}36.10^6 \text{ km}, \quad T_1 = 2{,}87 \text{ Tage}.$$

Hieraus erhält man

$$M_1 + m_1 = 0{,}75\ (M + m).$$

Da nun die Erdmasse m ohne Fehler gegen die Sonnenmasse M vernachlässigt werden kann, und die Masse des Begleiters (m_1) etwa die Hälfte derjenigen des Algols (M_1) beträgt, so findet man, dass der Algol etwa die Hälfte, sein Begleiter etwa ein Viertel der Masse unserer Sonne besitzt.

Der Sonnendurchmesser beträgt etwa $1{,}38 \cdot 10^6$ km, ist also nur etwas mehr als halb so gross, wie derjenige Algols. Daraus berechnet man, dass die Materie des Algols 11,3 mal weniger dicht ist, wie diejenige der Sonne. Da Algol ein weisser Stern ist und bedeutend heisser als die Sonne, so ist es ja in der Ordnung, dass die Materie da weniger verdichtet ist, wie in der Sonne.

Man kennt nun eine ganz beträchtliche Anzahl von Sternen, die sich wie Algol verhalten. Sie werden Sterne vom Algoltypus genannt. Sie bieten ein ganz ungewöhnliches Interesse, weil man bei ihnen die wesentlichsten Grössen- und Massenverhältnisse zu bestimmen im Stande ist. Zwar muss man, so lange diese Sterne als spektroskopische Doppelsterne zu behandeln sind, d. h. so lange man noch nicht im Stande ist, die wahren Bahnen durch direkte Beobachtung zu bestimmen, sich mit einer Annäherungsrechnung begnügen, wonach die Bahn als kreisförmig behandelt und der Begleiter als gänzlich vor dem Hauptstern stehend angenommen wird. Man wird doch wenigstens die Grössenordnung richtig bekommen, und dies ist ja in vielen Fällen die Hauptsache.

Bei den Algolsternen hat man eine relativ lange Periode von konstanter Lichtstärke mit einem kurzen, relativ starken Minimum. Die Periode des Lichtwechsels bleibt konstant; jedoch haben genauere Untersuchungen schwer erklärliche Veränderungen in der Periodenlänge festgestellt. Ferner hat Plassmann nachgewiesen, dass etwa in der Mitte der konstanten Lichtperiode eine sehr geringe Lichtabnahme stattfindet, welche darauf hinzudeuten scheint, dass der Begleiter nicht völlig dunkel ist. Die Fig. 18 stellt graphisch die Änderungen der Lichtstärke (in Grössenklassen) von Algol und einigen anderen veränderlichen Sterne um das Minimum dar. Die Zeit, in Stunden, ist Abscisse, die Lichtstärke Ordinate.

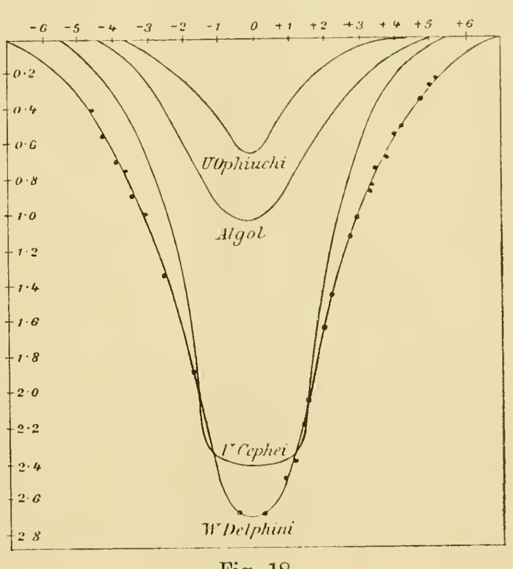


Fig. 18.

Die Perioden der bisher bekannten Algolsterne fallen zwischen 20,1 Stunden (*U* Ophiuchi) und 9,5 Tagen (*S* Cancri). Die Stärke des Lichtwechsels liegt zwischen 0,7 und etwa 3 Grössenklassen.

Andere veränderliche Sterne. Eine noch verwickeltere Veränderlichkeit des Lichtes zeigt der Stern *Y* Cygni, welcher zwei Minima zeigt und von Dunér untersucht wurde.

Er erklärte die Veränderlichkeit von *Y* Cygni so, dass der eine Stern zwischen dem ersten und zweiten Minimum durch das Periastrum geht, d. h. sich so weit wie möglich dem anderen Stern nähert und demzufolge nach dem zweiten Keplerschen Gesetz kürzere Zeit braucht, als zwischen dem zweiten und dritten (= ersten) Minimum, in welcher Zeit er das Apastrum (den grössten Sternabstand) passiert. Die beiden Perioden sollten 34^h, 11^m, 10^s und 37^h, 43^m, 43^s sein, zusammen 3 Tage weniger 307 Sekunden. Die Längen der Perioden für die beiden Minima sind einander nicht ganz gleich, indem sie für das eine $18^s,66$ länger als für das andere ist, was eine Verschiebung der Apsidlinie andeuten soll (vgl. unten Kap. Das Sonnensystem).

Dunér hat nachgewiesen, dass der Hauptstern im Doppelstern ζ Herculis ein veränderlicher Stern von derselben Art wie *Y* Cygni ist. Die Lichtverhältnisse dieses Sterns werden verständlich, wenn man annimmt, dass er aus zwei Komponenten besteht, wovon der eine doppelt so hell ist wie der andere. Sie drehen sich umeinander in einer Zeit von drei Tagen, 23 Stunden, 48 Minuten und 3 Sekunden in einer elliptischen Bahn, deren grosse Halbachse sechsmal so gross ist als der mittlere Durchmesser der Sterne. Die Bahnebene geht durch die Sonne und die Excentricität beträgt 0,2475.

Den Algolsternen schliessen sich einige Sterne nahe an, bei denen das Lichtminimum aber einen sehr bedeutenden Bruchteil der Periode ausmacht, wie z. B. *S* in der Luftpumpe, wo die Periode nur 7 Stunden 46 Minuten beträgt. In diesem Fall beginnt die Zunahme der Lichtstärke unmittelbar nach dem Ende der Abnahme. Diesem Stern ähnlich verhalten sich einige Sterne, die vielfache Unregelmässigkeiten aufweisen wie δ Cephei (Fig. 19) und β Lyrae. Nur ist die Periode hier viel länger (5^d, 8^h, 47^m, 40^s resp. 12^d, 22^h). Im allgemeinen verläuft die Zunahme der Lichtstärke für diese Sterne, wie für die Mirae, schneller wie die Abnahme. Einige von ihnen haben doppelte, verschieden kräftige Maxima oder Minima.

Sehr gewöhnlich ist es, dass die Minima bei diesen Sternen nicht zu der Zeit eintreffen, in welcher die Sterne in Konjunktion stehen, was man aus den Verschiebungen der Spektrallinien bestimmen kann. Bei η Aquilae z. B., welcher einen dunklen Begleiter besitzt und einen Lichtwechsel nach einer Periode von 7,176 Tagen erleidet, und der eine Bahn mit der Excentrizität 0,49 beschreibt, treffen die Lichtminima 2,1 resp. 1,4 Tage vor der Konjunktion ein. Man ist durch solche Erscheinungen zu der Ansicht geführt worden, dass die Helligkeit dieser Sterne

von einer Flutwelle bedingt ist. Ebenso wie die Flutwelle der Meere auf der Erde nicht gerade dann eintrifft, wenn der Mond im Zenith steht, so kann dies sehr wohl auch auf diesen Himmelskörpern der Fall sein. D. h. die Flutwelle, welche durch die stark absorbierende kältere Gashülle die Helligkeit des Sterns beeinträchtigen sollte, braucht nicht gerade dann die uns zugewendete Seite des Sternes zu passieren, wenn der dunkle Begleiter gerade vor oder hinter dem Stern in der Sichtlinie steht.

In jüngster Zeit hat man sehr viele veränderliche Sterne dieser Art entdeckt. Die kürzeste Periode (0,23 Tage) hat U Pegasi ($AR = 23^h, 53^m$, $D = +15^0\ 24'$), danach kommt R Muscae ($AR = 12^h, 36^m, D = -68^0 52'$) mit 0,88 Tagen. Die Algolsterne sind alle weiss und befinden sich demnach in dem ersten Stadium der Entwickelung. Die Sterne von dem Typus β Lyrae scheinen noch weniger entwickelt zu sein, sie enthalten

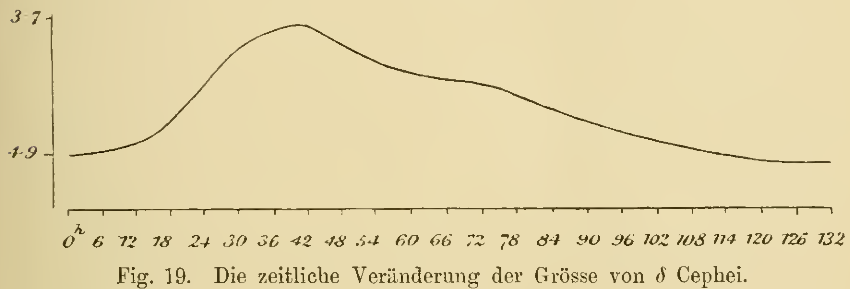


Fig. 19. Die zeitliche Veränderung der Grösse von δ Cephei.

alle Heliumlinien, darunter auch die Orionlinie, und sind von einer dichten Wasserstoffatmosphäre umgeben. Sie sind gewissermaassen sehr heisse Sterne in einer Nebelhülle eingeschlossen. Sie sind nach dem spektroskopischen Charakter sehr enge Doppelsterne.

Sehr eigentümlich verhalten sich einige veränderliche Sterne, welche keine regelmässige Periode der Lichtschwankung besitzen.

Dieser Gattung gehört Beteigeuze (α Orionis) an, welcher unregelmässig zwischen den Grössenklassen 1,0 und 1,4 schwankt. Ein anderer ähnlicher Stern ist U in den Zwillingen, welcher ein weisser Stern 13. Grössenklasse ist, der gelegentlich um drei Grössenklassen anwächst.

Mira-Sterne. Schon lange ist eine sehr zahlreiche Klasse von veränderlichen Sternen bekannt, welche nach dem ersten Beispiel, der sog. Mira Ceti, dem „wunderbaren" Stern im Walfisch, Mira-Sterne genannt werden. Sie haben eine recht lange Periode, von ein paar Monaten bis zu mehreren Jahren. Schon im 17. Jahrhundert wusste man, dass Mira (o) Ceti sehr bedeutenden Lichtwechseln unterworfen ist. In ihrem

hellsten Glanz strahlt sie bisweilen wie ein Stern erster bis zweiter Grösse, aber jedenfalls mehr als fünfter Grösse. 10 Wochen nach diesem Maximum ist sie nicht mehr mit unbewaffnetem Auge sichtbar; ihre Helligkeit sinkt bis zur 9,5 Grösse. Danach nimmt ihr Licht wieder zu, so dass sie mit blossem Auge sichtbar wird, und nach weiteren sechs Wochen hat sie das Maximum der Lichtstärke erreicht. Die ganze Periode beträgt etwa elf Monate und schwankt zu beiden Seiten dieser mittleren Zeit.

Dieser Stern gehört zu den roten Sternen mit hellen Linien und Bändern im Spektrum. Er entfernt sich von uns mit einer bedeutenden Geschwindigkeit von etwa 63 km pro Sek. Die hellen Linien gehören dem Wasserstoff an. Diese verbreitern sich häufig und geben drei Linien, bei welchen beispielsweise die Geschwindigkeiten + 35, + 60 und + 82 km gemessen worden sind. Vielleicht beruht aber diese temporäre Zerspaltung der Wasserstofflinien nicht darauf, dass drei Körper um einander rotieren, sondern nur auf Druckverschiedenheiten (? Campbell).

Die Periode der Mirasterne wechselt zwischen 65 Tagen bis gegen zwei Jahre. Wahrscheinlich giebt es ähnliche Sterne von noch längerer Periode, die sich bisher der Beobachtung entzogen haben.

Etwa 60 Prozent derselben gehören den roten Sternen an, 27 Prozent liegen zwischen gelb und rot, die übrigen sind zur Hälfte gelb, zur Hälfte weiss oder gelblichweiss. Diese Sterne ändern ihre Helligkeit ganz enorm bisweilen im Verhältnis 1 : 100. Die Veränderung der Periodenlänge ist auch für die Mirasterne charakteristisch. Sehr auffallend ist die Eigentümlichkeit, dass die Periodenlänge (P) mit der Rotfärbung zunimmt. Die folgende kleine Tabelle giebt die Stufe der Rotfärbung (F) an, wo 0 weiss und 10 dunkelstes Rot, „Rubinrot“, bedeuten. n ist die Anzahl der Sterne von jeder Gruppe:

F	P	n	F	P	n
9	445 Tage	5	4	301 Tage	17
8	418 „	1	3	279 „	21
7	399 „	6	2	274 „	23
6	372 „	17	1	251 „	12
5	339 „	14	0	134 „	5

Die längsten Perioden besitzen die sehr roten Sterne *S* Cassiopejae (611 Tage) und *V* Hydrae (575 Tage). Die genannte Regelmässigkeit wurde von Chandler nachgewiesen.

Wie schon oben betreffs der Spektraltypen angedeutet wurde, zeigen

die Spektra der roten Sterne eine gewisse Ähnlichkeit mit demjenigen der Sonnenflecken, indem die dunklen Metalllinien stark verbreitert und bisweilen von hellen Linien begleitet sind. Man hat sich die Sache folgendermaassen ausgelegt. Die Sonne ist gewissermaassen als ein veränderlicher Stern von elfjähriger Periode anzusehen, indem die Sonnenflecken alle elf Jahre stärker auftreten. Die Sonnenfleckenperiode ist dadurch charakterisiert, dass das Maximum der Sonnenflecken steiler ansteigt, als es abfällt, die Helligkeit der Sonne verhält sich danach wie diejenige der Mira-Sterne unter der wahrscheinlichen Annahme, dass die Sonne bei hoher Fleckenzahl stärker leuchtet als bei niedriger.

Die Veränderlichkeit der Lichtstärke der Sonne ist jedenfalls so gering, dass sie nur wenige Prozent der Totallichtmenge umfasst. Denken wir uns aber die Sonnenfleckenthätigkeit bedeutend verstärkt und ihre Periode verkürzt, so erhalten wir Verhältnisse, welche an die bei Mira-Sternen herrschenden erinnern. Man könnte sich wohl denken, dass die Flecken Zeichen zunehmenden Alters seien; dann würden diese eine grössere Rolle bei den alten roten Sternen als bei unserer Sonne spielen.

Man braucht aber die Periode der Mira-Sterne nicht mit der langen elfjährigen Periode der Sonnenflecken zu vergleichen, sondern die Flecken könnten bei den Mira-Sternen sehr ausgedehnt sein und an derselben Stelle auf der Sternenscheibe vorzugsweise vorkommen. In diesem Falle würde die Periode mit der Rotationsperiode des Sterns zusammenfallen. In dieser Weise werden die Schwankungen in der Periodenlänge verständlich (sie kommen auch bei der Sonne vor). Schliesslich hat man vermutet, dass die Gezeitenerscheinung etwas mit dieser Veränderlichkeit zu thun hätte. Diese Idee scheint schwer durchzuführen. Lockyer endlich nimmt an, dass diese variablen Sterne eine Bahn beschreiben und dabei Meteorschwärmen begegnen, wie „unsere Erde in ihrer Bahn und zwar wie diese zu bestimmten Jahreszeiten.“ Die grossen Schwankungen der Periodenlängen scheinen damit schwer in Einklang zu bringen, ebenso wird das Chandlersche Gesetz schwer verständlich. Man müsste dann annehmen, dass die „ältesten Himmelskörper“ die längste Umlaufszeit hätten; während kein Zusammenhang zwischen Alter und Umlaufszeit in der Bahn natürlich erscheint. Dagegen könnte wohl ein Abnehmen der Rotationsgeschwindigkeit oder der Flutwellengeschwindigkeit mit zunehmendem Alter der Gestirne natürlich erscheinen.

Die veränderlichen Sterne sind nicht gleichmässig auf dem Himmel verteilt. In einigen Sterngruppen, wie *G C* 5272 im Bootes und 5904 in der Schlange sind unter 900 Sternen 132 resp. 85 veränderliche; in

anderen, wie *G C* 869 und 884 im Perseus, kommt nur ein veränderlicher auf 1050 Sternen. Im allgemeinen kommen die veränderlichen Sterne am häufigsten in solchen Sterngruppen vor, wo die Sterne sehr dicht liegen. Ebenso können sie auf einer Seite einer Sterngruppe gedrängt sein, auf der anderen beinahe fehlen.

Neue Sterne. Mit diesem Namen bezeichnet man Sterne, die plötzlich erscheinen, eine Zeit leuchten, bis sie allmählich an Lichtkraft verlieren und zuletzt verschwinden. Der bekannteste unter allen neuen Sternen ist nach dem berühmten dänischen Astronomen Tycho Brahe der tychonische genannt worden. Am 8. November 1572 war nichts auffälliges in dem Sternbild Cassiopeja zu sehen, am folgenden Tag trat aber daselbst ein Stern auf, welcher alle anderen Fixsterne weit überglänzte, so dass er zur Mittagszeit gesehen werden konnte. Einige Wochen behielt der neue, von Tycho Brahe beobachtete Stern seinen ausserordentlichen Glanz, nachher fing seine Helligkeit an zu sinken, und vier Monate nach dem Aufflackern erreichte sie nur diejenige eines Sterns erster Grösse. Zugleich wurde allmählich die anfangs weisse Farbe immer röter. Im Mai 1573 war er 2. bis 3. Grösse und etwas weisslicher. Im November war er kaum sichtbar, und nach März 1574 wurde er nie mehr gesehen. Heutzutage sieht man an dem von Tycho Brahe angegebenen Orte ein Sternchen 11. Grösse, das vielleicht ein Überbleibsel des einst so strahlenden tychonischen Sternes ist.

Man kann sich nun fragen, ob nicht vielleicht dieser neue Stern ein veränderlicher Stern von sehr langer Periode gewesen sein kann. Es ist aber höchst unwahrscheinlich, dass der tychonische Stern der Aufmerksamkeit entgangen wäre, wenn er früher in dem Glanze von Nov. 1572 aufgeleuchtet hätte. Es scheint deshalb nicht wohl möglich, diesen Stern unter die Mira-Sterne einzuordnen, obgleich er in vielen Beziehungen eine entschiedene Ähnlichkeit mit diesen besitzt.

Die chinesischen Chroniken haben das Auftreten von mehreren neuen Sternen aufbewahrt und die Örter ihres Erscheinens angegeben. Sie stimmen nicht mit demjenigen des tychonischen überein. Vom Mittelalter werden auch einige ähnliche Erscheinungen erzählt, aber erst in der neueren Zeit solche, die in nennenswertem Grade zur Kenntnis der neuen Sterne beitragen.

In den Jahren 1600 und 1604 erschienen zwei neue Sterne. Der erstgenannte war 3. Grösse und schwankte nachher mehrere mal zwischen dieser Grösse und Unsichtbarkeit, bis er endlich auf 6. Grösse verblieb; er führt jetzt die Bezeichnung 34 oder *P* Cygni. Der letztgenannte war

1. Grösse, wurde von Kepler studiert und verschwand nach 16 Monaten. Dann kommen zwei Novae auf die Jahre 1612 und 1670, worauf erst 1848 wieder eine Nova verzeichnet wurde, als Hind einen Stern 4,5. Grösse entdeckte, welcher im Jahre 1850 auf 11. Grösse gesunken war.

Später wurden neue teleskopische Sterne gefunden, der erste von Auwers im Skorpion 1860, und in neuester Zeit hat man die kräftigsten spektroskopischen Hilfsmittel angewandt, um ihre Entdeckung zu ermöglichen. Seit dieser Zeit haben wir relativ viele neue Sterne zu verzeichnen, von denen die merklichsten erschienen 1866 in der nördlichen Krone, 1876 im Schwan, 1885 im Andromedanebel, 1892 im Fuhrmann, 1893 in der Norma und 1895 im Centauren.

Die beiden letztgenannten sind an der Arequipa-Sternwarte von Mrs. Fleming entdeckt worden, welche seit 1885 die Novae mit 7 neuen Sternen vermehrt hat. Man hat in jüngster Zeit beinahe eine neue Nova jedes Jahr, wodurch die Kenntnis von diesen eigentümlichen Himmelsgebilden bedeutend bereichert wurde. Vor 1895 waren im ganzen nur 14 Novae bekannt.

Der neue Stern der nördlichen Krone (T Coronae) erschien in der Nacht am 12. Mai 1866 als Stern 2.—3. Grösse an der Stelle, wo frühere Kataloge einen 9.—10. Grösse verzeichnet hatten. Er muss in wenigen Stunden um mehrere Grössenklassen zugenommen haben. Er nahm bald wieder ab, sodass er am Ende des Monats zur ursprünglichen Grösse herabsank, bei welcher er nachher geblieben ist. Die spektroskopische Untersuchung von Huggins ergab eine Mischung von hellen (Wasserstoff-) und dunklen Linien. (Vgl. Taf. II, 4.)

Der neue Stern im Schwan wurde als rötlicher Stern 3.—4. Grösse von Schmidt in Athen am 14. Nov. 1876 entdeckt; er nahm langsam an Lichtstärke ab, war im Okt. 1877 10., im Febr. 1878 kleiner als 11. Grösse. Das Spektrum dieses Sterns wurde von vielen Beobachtern untersucht. Die Wasserstofflinie $H\alpha$ (C der Sonne = 658 $\mu\mu$) nahm schnell ab, während $H\beta$ (486,2 $\mu\mu$) ziemlich unverändert blieb. Dagegen nahm die Nebellinie 500,7 $\mu\mu$ immer zu, bis sie die hellste war. Dieses Verhalten scheint für die neuen Sterne charakteristisch zu sein. Die anderen Linien waren 594?, 588 *He*, 581 Linie der Wolf-Rayetsterne 530 Coronium, 516?, 501 und 496 Nebulosalinien, 468 neue *H*-Linie (vgl. S. 45), 456 *H*-Linie, 451?, 435 *H*-Linie.

Das kontinuierliche Spektrum des neuen Sterns verblasste schnell, erst am violetten Ende, und das Spektrum ging allmählich in ein typisches Spektrum eines Nebels über, in welchem die Gase der höchsten

Sonnenatmosphäre (Wasserstoff, Helium und Coronium) neben dem Nebelstoff vorwiegen.

Etwas anders verhielt sich die Nova 1885 im Andromedanebel. Sie war bei der Entdeckung am 17. Aug. 1885 6., Anfang Sept. 8., Okt. 10., Nov. 11. und Jan. 1886 12. Grösse und verschwand danach allmählich. Wie die Nova 1860 befand sie sich in einem Sternhaufen. Sie zeigte nur ein kontinuierliches Spektrum, das allmählich erblasste.

Am genauesten ist der neue Stern Nova Aurigae studiert worden. Er wurde zuerst am 23. Jan. 1892 gesehen, hatte aber dann das Maximum seiner Helligkeit überschritten, wie ältere photographische Beobachtungen von der Harvard-Sternwarte in Cambridge U. S. A. zeigten. Er lief im Anfang des Jahres mehrere unregelmässige Lichtschwankungen durch. Ende April war er gänzlich verschwunden, wurde aber August 1892 wieder in Form von Nebel entdeckt. Sein Spektrum, das nach Campbells Zeichnung vom 28. Febr. 1892 (Fig. 7 [b]) wiedergegeben ist, zeigt dieselben Linien wie die vorhin genannte Nova Cygni. Fig. 7[a] deutet die relative Lichtstärke in verschiedenen Teilen des Spektrums an. Die Linien sind sehr breit und hell mit breiten dunklen Begrenzungen nach Violett hin. Nach dem Wiederfinden (1892) gab dieser Stern, wie gesagt, Nebelspektrum, worin zuerst die Linien 436 und 575 vorkamen, die aber bis zum Zehntel der ursprünglichen Intensität im Jahre 1896 abgenommen hatten und jetzt verschwunden sind. Diese Linien sind in einigen wenigen Nebeln (5 resp. 3) wiedergefunden worden. Sie scheinen nach dem Vorkommen in Nova Aurigae nur für den heissesten Nebelzustand charakteristisch zu sein. Die beiden Nebellinien 500 und 496, ebenso wie die Wasserstofflinien $H\beta$ (486,2) und $H\gamma$ (410,2) sind aber seit 1892 ungeschwächt geblieben.

Die Nova Normae vom 10. Juli 1893, welche, anfangs 7. Grösse, bis Febr. 1894 auf die 10. Grösse gesunken war, ist wie ihr Vorgänger und Nova Cygni zu Gasnebel übergegangen. Der neue Stern Nova Centauri (der Harvard-Stern) von 1895 gab aber die ganze Zeit ein kontinuierliches Spektrum. Er hatte folgende Grössen: Bei der Entdeckung 1895: 10. Juli 7.2 Gr., 19. Dec. 11. Gr., 1896: 11. Juni 14.4 Gr., 9. Juli 16. Gr. und war seit Anfang 1897 nicht mehr zu entdecken. Hussey fand ihn (Juni 1896) von einem Nebel umgeben mit ganz anderem Spektrum (500,7, 495,9, 486,2 und 469,0?, die zwei Nebellinien und zwei H-Linien, vgl. S. 33 und 45). Vielleicht war dieser Nebel wegen des relativ starken Lichtes der Nova vorher der Entdeckung entgangen.

Einen relativ lichtstarken neuen Stern fand Mrs. Fleming im März

1898 an der Grenze zwischen Schützen und Adler ($AR = 18^h, 56{,}2^m$, $D = -13^0{,}18^m$). Er war bei der Entdeckung 5., ein Jahr später nur 10. Grösse.

Die eigentümlichen Verschiebungen im Spektrum der Nova Aurigae haben zu vielen Spekulationen Anlass gegeben. Die hellen Linien, welche nach violett hin von dunklen Linien begrenzt sind, geben zu der Deutung Anlass, man hätte hier mit einem Gasnebel und einer Sonne (die dunkeln Linien) zu thun, welche sich gegeneinander mit einer Geschwindigkeit von 900 km pro Sek. bewegten. Diese Geschwindigkeit erhielt sich konstant und eine ähnliche wird bei der Nova Normae (1893), ebenso wie bei den Sternen β Lyrae und P Cygni (die Nova von 1600), beobachtet. Bei diesen letzten treten auch periodische Linienverschiebungen ein, welche auf eine kreisende Bewegung dieser Doppelsterne hindeuten. Da nun ähnliche grosse Geschwindigkeiten nicht wohl die Folge von Massenanziehungen sein können, und jedenfalls nie sonst bei Sternen mit Sicherheit beobachtet worden sind, so scheint es doch sehr eigentümlich, wenn diese Geschwindigkeiten gerade in so vielen Fällen bei den Novae und damit verwandten Sternen vorkämen. Wilsing hat deshalb versucht, die eigentümliche Linienverteilung als Folge der Druckverhältnisse zu erklären. Er liess Funken zwischen zwei Elektroden unter Wasser überspringen. In diesem Fall entstehen sehr grosse Drucke (Hunderte von Atmosphären) von kurzer Dauer. Die Elektroden bestanden aus Metallen, wie Eisen, Nickel, Platin, Kupfer, Silber, Zink, Zinn, Cadmium und Blei. Das Eisenspektrum zeigte helle Linien, die (gegen die Lage der Eisenlinien in Luft) nach rot verschoben und auf der violetten Seite von dunklen Linien begrenzt waren; es zeigte demnach eine auffallende Ähnlichkeit mit dem Spektrum von Nova Aurigae. In den anderen Metallspektren traten Verbreiterungen, Verschiebungen und Verdoppelungen der Linien ein. Silber gab ein kontinuierliches Spektrum. In Übereinstimmung mit Humphreys Untersuchungen wurde gefunden, dass der Effekt bei Zinn und Zink und besonders bei Cadmium viel grösser ist als bei Eisen und Platin.

Wilsing hält es somit für wahrscheinlich, dass die Linieneigentümlichkeiten von dem hohen Gasdruck herrühren, welcher nach dem, was vorher bekannt war, in dem Dunstkreis solcher Sterne wie β Lyrae herrscht.

Das Vorkommen von Novae in Sternhaufen oder in Nebeln macht es wahrscheinlich, dass sie von Zusammenstössen eines Sterns mit einem anderen in einem Sternhaufen oder mit einem Nebel herrühren (Seeliger). Da der Nebel an verschiedenen Stellen verschieden dicht ist, können solche

Schwankungen in der Lichtstärke wie diejenige der Nova Aurigae erklärlich werden. Sowohl der Stern wie der Nebel wird durch den Zusammenstoss erhitzt. Je nach der Natur des Sterns und des Nebels kann es vorkommen, dass das Spektrum des einen oder anderen überwiegt, oder alle beide gleichzeitig auftreten. Danach tritt schnelle Abkühlung ein, wonach das Nebelspektrum vorherrscht und einen immer kälteren Zustand andeutet. Bei den Zusammenstössen in Sternhaufen kann natürlicherweise das Nebelspektrum ausbleiben.

Auffallend ist es, dass die meisten neuen Sterne in der Milchstrasse oder ihrer Nähe aufgefunden wurden. Eigentlich ist es nur ein einziger der neuen Sterne (N. Coronae), welcher sehr weit von der Ebene der Milchstrasse (46,8°) liegt. Die neuen Sterne in der Andromeda und dem Centaur hatten im Gegensatz zu anderen Novae keine hellen Linien im Spektrum. Schliesst man diese beiden und Nova Coronae aus, so ist der mittlere Abstand der übrigen 12 neuen Sterne (vor 1895) 3,8° von der Centrallinie der Milchstrasse. Diese Verteilung dürfte kaum dem Zufall zuzuschreiben sein, obgleich im allgemeinen die Sterne sich an die Milchstrasse häufen.

Jedenfalls ist das Aufflammen einer Nova am einfachsten als die Folge eines Zusammenstosses anzusehen. Durch einen solchen Zusammenstoss kann offenbar ein altes Weltsystem wieder zu Jugend erweckt werden, d. h. gesteigerte Temperatur und Leuchtkraft annehmen.

Die nicht unbeträchtliche Zahl der Novae in neuester Zeit, etwa ein Fall pro Jahr, zeigt, dass eine solche Wiederbelebung der Sterne gar nicht als etwas sehr ausserordentliches anzusehen ist. Die bisweilen enormen und gewöhnlicherweise grossen relativen Geschwindigkeiten der Sterne geben die Erklärung dafür, dass die Novae ziemlich schnell nacheinander auftauchen, trotzdem die Sternkörper einen äusserst geringen Teil des Weltraumes einnehmen (vgl. weiter unten die Komogonie).

II. Das Sonnensystem.

Ausser den im vorigen behandelten Himmelskörpern, welche im Altertum als auf dem Himmelsgewölbe gegeneinander feststehend angesehen wurden und deshalb den Namen Fixsterne erhielten, fand man einige wenige andere Himmelskörper auf, welche im Gegensatz zu den Fixsternen schnell ihre Stellung zu diesen veränderten und deshalb Wandelsterne genannt wurden. Diese Wandelsterne sind ausser Sonne und Mond, die Planeten und ihre Begleiter, Monde oder Satelliten genannt, sowie die Kometen.

Die (scheinbare) Bahn der Sonne. Die Hauptaufgabe der alten Astronomen war diejenige, die Lage der Wandelsterne zu jeder beliebigen Zeit in Bezug auf die „stillstehenden" Fixsterne am Himmelsgewölbe zu bestimmen. Am einfachsten gelingt dies für die Sonne.

Aus der direkten Beobachtung des Momentes, in welchem die Sonne durch den Meridian geht, erhält man ihre Deklination. Um die Rektascension zu bestimmen, kann man nicht die Mittagszeit benutzen, weil die Fixsterne dann nicht sichtbar sind. Man wählt deshalb eine andere Zeit, eine bekannte Anzahl (a) Sternstunden nach dem Mittag, bestimmt einen Stern, welcher dann kulminiert, und welcher eine bekannte Rektascension (b) besitzt. Danach rechnet man zurück, und erhält die Rektascension der Sonne durch Abzug der Zahl (a) von der Rektascension b des betreffenden Sternes (in Sternstunden angegeben). Wenn man z. B. beobachtet, dass am 9. Januar um Mitternacht (12 Sternstunden nach Mittag) ein Stern im Sternbilde der Zwillinge oder im kleinen Hund kulminiert, dessen Rektascension $7^h, 23^m, 2$ ($= 31^h, 23^m, 2$) ist, so folgt daraus ein um 12^h geringerer Wert der Rektascension der Sonne also $19^h, 23^m, 2$. Die entsprechende Deklination ist $- 22^0, 4', 6$. Aus diesen



Fig. 20.

Daten ersieht man, dass die Sonne im genannten Augenblick am Mittag (Berliner Zeit) des 9. Januar im Sternbilde des Schützen steht und die angeführten Koordinaten besitzt.

Im Laufe eines Jahres durchwandert die Sonne (scheinbar) einen grossen Kreis auf dem Himmelsgewölbe und zwar mit nahezu konstanter Geschwindigkeit. (Die Abweichungen davon sind leicht mit Hilfe des zweiten Keplerschen Gesetzes aus der bekannten Excentricität der Erdbahn abzuleiten). Die Sonne passiert dabei den Tierkreis und steht (etwa) einen Monat in jedem Zeichen dieses Kreises.

Zufolge der mit Jahreszeit wechselnden Stellung der Sonne am Himmel bietet der Nachthimmel je nach der Jahreszeit einen verschiedenen Anblick. Um zu wissen, welche Sterne zu einer bestimmten Zeit, z. B. um 11 Uhr N. M. kulminieren, hat man zu der Rektascension R der Sonne am Mittag des betreffenden Tages 11^h mittlere Sonnenzeit $= 11^h, 1^m. 48^s$ Sternzeit zu addieren. Die Sterne, welche die Rektascension $AR + 11^h, 1^m, 48^s$ besitzen, befinden sich also im betreffenden Augenblick gerade in der Meridianebene, woraus leicht der sichtbare Teil des Himmelsgewölbes zu konstruieren ist. Im Winter (15. Januar) kulminieren zur Mitternacht die Zwillinge, der Luchs, im Frühling (15. April) Bootes, die Jagdhunde, im Sommer (15. Juli) der Adler, der Schwan und im Herbst (15. Oktober) Andromeda und Cassiopeja.

Die Bahnen der Planeten. In ähnlicher Weise, wie die Stellung der

Sonne, verzeichneten die alten Astronomen diejenigen der Planeten in Bezug auf die Fixsterne. Die betreffenden Bahnen sind bei weitem nicht so einfach zu beschreiben wie diejenige der Sonne. Fig. 20 giebt z. B. die Bahn der Venus im Jahre 1847 wieder, wobei zur besseren Beurteilung ihrer Lage die Ekliptik, d. h. die scheinbare Bahn der Sonne eingezeichnet ist. Wie man sieht, beschreibt die Venusbahn eine

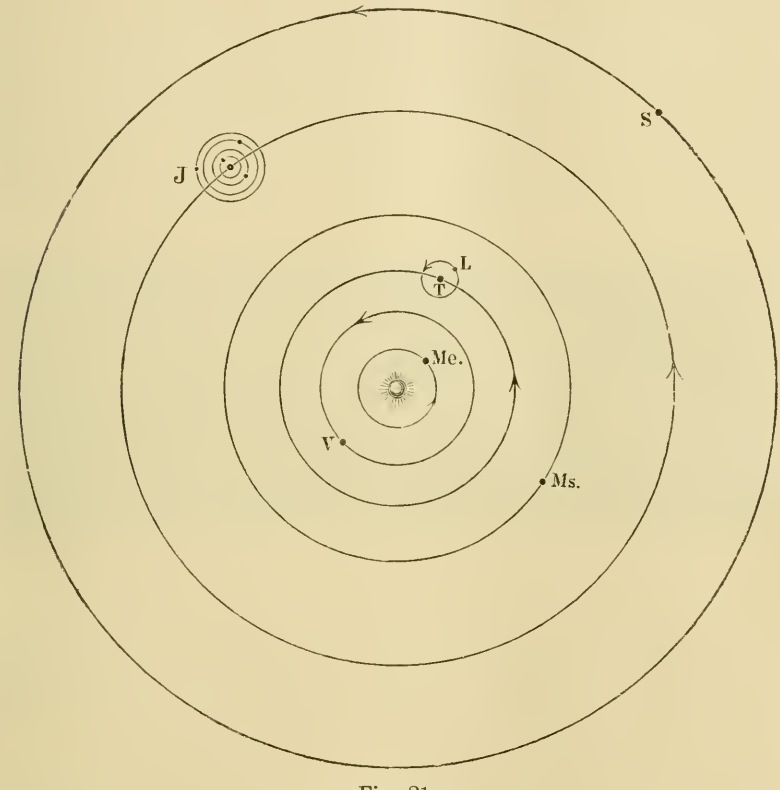


Fig. 21.

geschlossene Schlinge im Herbst. Eine ähnliche Bahn kann natürlicherweise auch nicht angenähert durch einen Kreis dargestellt werden.

Die Alten fanden, dass diese Bahnen durch sog. epicyklische Linien dargestellt werden können (das Ptolemäische System). Aber schon Hipparch (vgl. weiter unten) verstand, dass, wenn man die Planetenbahnen auf die Sonne bezieht, dieselben annäherungsweise um die Sonne gelegte Kreise bilden. Diese Wahrheit, welche im Mittelalter verloren ging, wurde von Kopernikus wieder entdeckt, wodurch eine neue

Aera der Astronomie begründet wurde. Fig. 21 stellt die Planetenbahnen nach dem Kopernikanischen System dar.

Die absoluten Entfernungen im Sonnensystem. Die astronomischen Messungen bestehen in Bestimmungen der Lagen der Himmelskörper, welche durch Winkel angegeben werden. Nach diesen Messungen kann man sich ein Modell machen, welches die relativen Lagen der Planeten und der Sonne mit sehr grosser Genauigkeit wiedergiebt. Um die absoluten Entfernungen der Planeten kennen zu lernen, braucht man danach nur eine Entfernung auszumessen, so kann man daraus alle anderen ableiten. Zu diesem Zweck wählt man einen Planeten, welcher der Erde relativ nahe kommt, und bestimmt mittelst Triangulation (vgl. unten) von zwei weit voneinander (in bekannter Entfernung) belegenen Punkten der Erde seinen Abstand. Zu diesem

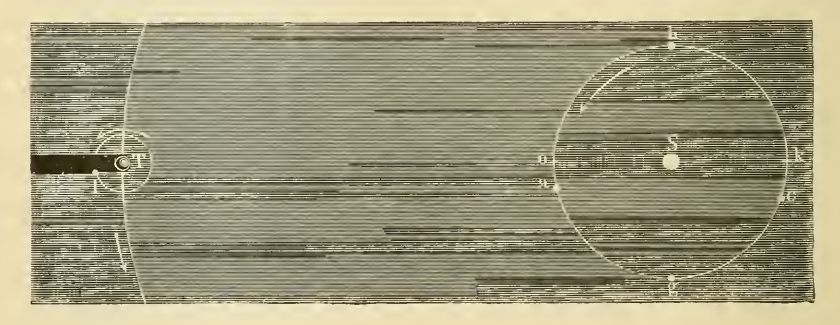


Fig. 22.

Zweck sind die kleinen Planeten und ausserdem Mars und Venus (bei Durchgängen) sehr brauchbar. Besonders gute Bestimmungen verspricht man sich aus den Beobachtungen des kleinen neuentdeckten Planeten Eros, welcher bisweilen der Erde sehr nahe kommt.

Eine andere Methode, welche auf eine physikalische Bestimmung begründet ist, benutzt die Beobachtung der Verfinsterung der Jupitermonde. Diese werden nach gleich langen Intervallen verfinstert, wenn sie in den Schatten des Jupiter treten, z. B. für den ersten Jupitermond alle 42^h, 28^m, 35^s.

Beobachtet man aber die Verfinsterungen, wenn die Erde in h steht (siehe Fig. 22, wo S die Sonne, $h\ o\ g\ k\ h$ die Erdbahn, T Jupiter und J seinen ersten Mond bezeichnet), d. h. wenn die Erde sich dem Jupiter nähert, so findet man die genannte Periode etwa um 6 Sek. verkürzt Um ebensoviel erscheint sie verlängert, wenn die Erde sich in g befindet

und sich von dem Jupiter entfernt. Dies beruht darauf, dass im ersten Falle das Licht bei der nachfolgenden Verfinsterung nicht so lange Zeit braucht, um von J nach der Erde zu gelangen, wie bei der ursprünglichen, da die Erde sich inzwischen dem Monde J genähert hat. Aus der Änderung der Verfinsterungsperiode kann man in ähnlicher Weise wie aus der Änderung der Schwingungsperiode einer Lichtschwingung nach dem Dopplerschen Prinzip das Verhältnis der Lichtgeschwindigkeit zur Geschwindigkeit der Erde in ihrer Bahn bestimmen.

Wenn man nun den Eintritt der Verfinsterungen beobachtet, einmal wenn die Erde nahezu in Opposition mit Jupiter im Punkte a, ein anderes mal, wenn sie nahezu in Konjunktion mit diesem Planeten im Punkte c steht, und die Verspätung im letzten Fall gegen den ersten beobachtet, so entspricht diese Verspätung, welche gleich $16^m, 26^s = 986^s$ gefunden ist, gerade der Zeit, welche das Licht braucht, um den Weg $a\ c$, d. h. zwei Sonnenweiten zu durchlaufen. Da nun nach den Messungen der Physiker die Lichtgeschwindigkeit 300 000 km pro Sek. beträgt, so ist der Durchmesser der Erdbahn $986 . 3 . 10^5$ km. = 296 Millionen km und die Sonnenweite 148 Millionen km anstatt 149,5, welche Zahl aus den astronomischen Messungen folgt.

Bestimmung der Entfernung der Planeten durch Parallaxenmessungen. Schon im Altertum führte man Messungen aus, welche zur Bestimmung des Abstandes des Mondes und der Sonne von der Erde dienen sollten. Man ging dabei von der bekannten Methode der Triangulation aus; von den beiden Enden einer Basis, deren Länge ausgemessen wurde, maass man die beiden Winkel, welche die Sichtlinien zum Himmelskörper mit der Basis bildeten. Anstatt dessen kann man die beiden Winkel messen, welche die Sichtlinien mit der Sichtlinie zu einem Fixstern bilden und daraus die Grösse der vorhin genannten Winkel ableiten.

Dieser Winkel lässt sich zu der sog. Parallaxe des Himmelskörpers umrechnen. Unter Parallaxe eines zum Sonnensystem gehörigen Himmelskörpers versteht man denjenigen Winkel, unter welchem der äquatoriale Halbmesser der Erde von einem Punkt des betreffenden Himmelskörpers gesehen wird, wenn die Sichtlinie gegen den Halbmesser senkrecht steht.

Auf diese Weise bestimmte schon Hipparch die Parallaxe des Mondes zu 47,5—55,5 Bogenminuten und diejenige der Sonne zu 3 Bogenminuten. In neuerer Zeit verfährt man bei Bestimmung der Mondparallaxe am einfachsten so, dass man die Zenithdistanz des nördlichen oder südlichen Mondrandes bei seinem Gang durch die Meridianebene an zwei (nahezu)

auf demselben Meridian gelegenen Sternwarten ermittelt. Die wahre Mondparallaxe ist etwas mit der Zeit veränderlich, nachdem der Mond uns nicht immer gleich nahe steht, und beträgt im Mittel 57′, 2″, 3. Dies entspricht einer Entfernung des Mondmittelpunktes zum Mittelpunkt der Erde von 60,27 Äquatorialradien oder 384 400 km.

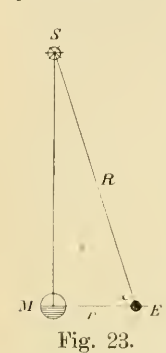


Fig. 23.

Man ersieht hieraus, dass die Bestimmung des Mondabstandes von Hipparch annähernd richtig war. Dagegen hatte er die Sonnenparallaxe viel zu hoch geschätzt. Die Entfernung der Sonne war zu gross, als dass sie auf diese Weise genau von Hipparch hätte bestimmt werden können. Aristarch wendete in diesem Falle eine indirekte Methode an. Er maass den Winkel (α) zwischen den Sichtlinien der Sonne und des Mondes (Fig. 23), als er gerade halb erschien und folglich der Winkel zwischen den Verbindungslinien Sonne — Mond und Erde — Mond 90^0 betrug. Es war offenbar dann, wenn R den Abstand Sonne — Erde und r denjenigen Erde — Mond bezeichneten,

$$r = R \cos \alpha.$$

Da r und α bekannt waren, konnte R berechnet werden. Diese Methode hat nur historisches Interesse. Sie scheitert daran, dass man nicht den Moment, in welchem der Mond genau halb erscheint, scharf bestimmen kann.

Andere indirekte Methoden beruhen auf der Bestimmung der Entfernung eines Planeten, der uns nahe kommt, wie Venus, Mars oder die kleinen Planeten. Kennt man beispielsweise die Entfernung von Venus, und beobachtet an zwei weit voneinander gelegenen Orten den Durchgang dieses Planeten durch die Sonnenscheibe, so kann man die Entfernung der Sonne feststellen. Man befolgt dabei folgendes Prinzip. Es seien (in Fig. 24) a und b zwei Beobachtungsorte auf der Erde (E). Der Mittelpunkt des Planeten Venus (V) scheint von a gesehen, eine Bahn $d' \ d''$ über die Sonnenscheibe zurückzulegen. In derselben Weise beschreibt der Mittelpunkt der Venus von b aus gesehen die Bahn $c' \ c''$, während ihres Ganges an der Sonnenscheibe vorüber. Nun bestimmt man den Winkel α, unter welchem die Entfernung $a \ b$ von Venus erscheint. Andererseits kann man aus dem scheinbaren Sonnendurchmesser sehr genau den Winkel (β) bestimmen, unter welchem cd von der Erde gesehen wird. Wenn die Entfernungen Venus — Erde und Venus — Sonne mit e und D bezeichnet werden, so gilt offenbar:

$$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{D + e}{D}.$$

Aus der Entfernung $a\,b$ und dem Winkel α kann man nun e bestimmen, woraus nachher D berechnet wird.

Wegen der dichten Atmosphäre der Venus giebt diese Methode nicht die theoretisch zu erwartende Genauigkeit.

In neuerer Zeit benutzt man bei diesen Bestimmungen der Sonnenentfernung sowohl wie bei denjenigen aus Bahnbestimmungen des Mars und der kleinen Planeten, die Kenntnis der später zu erwähnenden Keplerschen Gesetze (mit Korrektionen für die Störungen). Die mit Hilfe der kleinen Planeten ausgeführten Messungen haben bisher die genauesten Resultate ergeben, weil ihre Scheiben so klein sind, dass die Winkelmessung sehr genau ausfällt.

Als Endresultat aller dieser astronomischen Messungen kann man die Sonnenparallaxe gleich 8″, 80 setzen, woraus sich die Entfernung der Sonne von der Erde zu 149,5 Millionen Kilometer berechnen lässt.

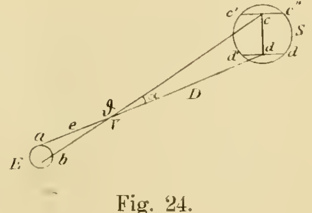


Fig. 24.

Bei der Feststellung der nach ihm benannten Gesetze kannte Kepler nicht die absoluten Entfernungen der Planeten, sondern nur die relative Grösse ihrer Bahnen, welche er den Beobachtungen Tycho Brahes über die Stellung der Planeten am Himmel entnahm.

Die Umlaufszeiten der Planeten. Schon im Altertum hatte man eingesehen, dass es einfacher wäre anzunehmen, dass die Planeten und damit die Erde sich um die Sonne bewegen, als dass die Erde fest im Raume stehe und alle Himmelskörper sich darum drehen, wie man anfangs glaubte. Diese Ansicht geriet aber im Mittelalter in Vergessenheit und wurde erst von Kopernikus wieder aufgenommen. Er hatte die Meinung, dass die Planeten und die Erde in Kreisen um die Sonne sich bewegen. Die Planeten haben konstante Umlaufszeiten, d. h. es vergeht eine bestimmte und in allen Fällen nahezu gleiche Zeit zwischen zwei nacheinander folgenden Konjunktionen der Sonne und eines Planeten, in welchem Falle die Rektascension der beiden Himmelskörper gleich ist. Diese Zeit wird die synodische Umlaufszeit genannt. Um einen naheliegenden Vergleich zu nehmen, betrachten wir die Spitzen der Zeiger einer Uhr, bei welcher der Minutenzeiger der kürzere ist. Die Spitze des Minutenzeigers möge der Lage von Venus entsprechen, diejenige des

Stundenzeigers der Lage der Erde, so entspricht die Achse, um welche sich die Zeiger drehen der Lage der Sonne. Die synodische Umlaufszeit des Minutenzeigers ist die Zeit, welche zwischen zwei Augenblicken verstreicht, in welchen die beiden Zeiger übereinander stehen und beträgt $1^{1}/_{11}$ Stunde. Aus dieser und der bekannten Umlaufszeit des Stundenzeigers (12 Stunden) lässt sich leicht die Umlaufszeit des Minutenzeigers zu einer Stunde berechnen. Weil die beiden Zeiger in derselben Richtung sich um den Mittelpunkt bewegen, ist die scheinbare (synodische) Umlaufszeit des Minutenzeigers länger als die wirkliche. Ebenso ist die synodische Umlaufszeit der Venus (1,60 Jahre) länger als die wirkliche (siderische), weil sich die Erde in derselben Richtung um die Sonne in einem Jahr herumbewegt. Aus diesen beiden Daten lässt sich leicht die siderische Umlaufszeit der Venus, d. h. die Zeit, in welcher sie sich 360 Grad um die Sonne bewegt, zu 0,61 Jahren bestimmen.

Auf diese Weise wurden die folgenden Umlaufszeiten der Planeten bestimmt:

	Umlaufszeit	
	synodische	siderische
Merkur	0,31 Jahre	0,24 Jahre
Venus	1,60 „	0,61 „
Mars	2,13 „	1,88 „
Jupiter	1,09 „	11,87 „
Saturn	1,03 „	29,47 „
Uran	— „	84,02 „
Neptun	— „	164,8 „

Streng genommen, ist nur die siderische Umlaufszeit der Planeten genau konstant, die synodische kann wegen der ungleichmässigen Geschwindigkeit der Planeten ein wenig schwanken.

Um die Bewegungen der Planeten so weit als möglich genau wiederzugeben, nahm Kopernikus, wie vor ihm schon Hipparch an, dass die Sonne nicht genau im Mittelpunkt des Kreises stände, auf welchem der betreffende Planet als mit gleichmässiger Geschwindigkeit sich bewegend gedacht wurde.

Indessen entsprach diese Annahme nicht den sehr genauen Bestimmungen, besonders der Bewegung von Mars, durch Tycho Brahe, und dieser Umstand veranlasste Kepler nach einer der Wirklichkeit besser entsprechenden Darstellung der Bewegungen der Planeten zu suchen. Er formulierte sie in drei Sätzen, welche den Namen der drei Keplerschen Gesetze erhalten haben. Sie lauten:

Die Planeten bewegen sich um die Sonne in Ellipsen, in deren einem Brennpunkte die Sonne steht.

Der von der Sonne zum Planeten gezogene Leitstrahl überfährt in gleichen Zeiten gleich grosse Flächen.

Die Quadrate der Umlaufszeiten verschiedener Planeten verhalten sich wie die dritten Potenzen ihrer mittleren Entfernungen von der Sonne.

Das Gravitationsgesetz. Es gelang dem Genius von Newton, die drei Keplerschen Gesetze in ein einziges zusammenzufassen, wonach alle Bewegungen der Himmelskörper dadurch erklärt werden, dass man annimmt, sie werden gegeneinander angezogen mit einer Kraft, die ihren Massen direkt und dem Quadrate ihrer Entfernung umgekehrt proportional ist; ferner, dass die im leeren Raume sich bewegenden Himmelskörper wegen ihrer Trägheit ihre Geschwindigkeit unverändert beibehalten, wenn keine von fremden Körpern ausgehende Kräfte auf sie einwirken. Alle Kräfte zwischen wägbaren Massen treten paarenweise auf, d. h. sind gleich gross und entgegengesetzt gerichtet.

Um dies zu beweisen, untersuchte Newton erst die Bewegung des Mondes. Dieser bewegt sich in einer nahezu kreisförmigen Bahn von dem Durchmesser gleich 60,27 Erddurchmessern in einer Zeit von 27^d, 7^h, 43^m, $11,5^s$ um die Erde (siderische Umlaufszeit). Da nun der Mond von der Erde angezogen wird, so gehorcht er demselben Gesetz wie ein fallender Körper, d. h. die Beschleunigung des Mondes gegen die Erde soll gleich derjenigen eines fallenden Körpers ($981 \frac{\text{cm}}{\text{sek}^2}$) dividiert durch $(60,27)^2$ oder $0,270 \frac{\text{cm}}{\text{sek}^2}$ sein. Aus der Lehre von der Kraft, welche nötig ist, um einen Körper im Kreis um einen Punkt zu bewegen, weiss man, dass die Beschleunigung in diesem Fall gleich dem Quadrat der Geschwindigkeit dividiert durch den Radius des Kreises ist. Nun kennen wir die Geschwindigkeit des Mondes in seiner Bahn, sie ist gleich der Länge der Bahn ($2\,\pi \,.\, 60,27 \,.$ Erdradien), dividiert durch die Umlaufszeit (2 360 591,5 Sek.). Die Beschleunigung ist folglich (wenn R den Erdradius = 6 378 249 cm darstellt)

$$\frac{(2\,\pi\ 60,27\ R)^2}{(2\,360\,591,5)^2} \cdot \frac{1}{60,27\ R} = 0,272\ \frac{\text{cm}}{\text{sek}^2}.$$

Wie man sieht, stimmt dieser Wert sehr nahe mit demjenigen überein, welcher oben unter der Annahme berechnet wurde, dass die Schwerkraft dem Quadrate der Entfernung umgekehrt proportional ist. (Noch

grösser wird die Übereinstimmung, wenn man in der letzten Formel den Halbmesser der Mondbahn um $^1/_{83}$ vermindert. Der Mond kreist nämlich, wie unten (S. 77) gezeigt wird, nicht um den Erdmittelpunkt, sondern um den gemeinsamen Schwerpunkt des Mondes und der Erde, welcher dem Monde um $^1/_{83}$ näher liegt als der Erdmittelpunkt. Dadurch erhält man im letzten Fall die Ziffer 0,269). Newton fand eine weniger gute Übereinstimmung, weil er ungenauere Werte hatte. Er erhielt später bessere durch die französische Gradmessung.

Wir können nun weiter gehen. Nehmen wir an, ein Planet befinde sich in A (in Fig. 25), die Sonne dagegen in S. In einer Sekunde bewegt sich der Planet längs AB, welche Strecke wegen der kurzen Zeit als eine Gerade angesehen werden kann. Wenn nun keine Kraft auf den Planeten wirkte, so würde er seine Bahn mit konstanter Geschwindigkeit in gerader Linie fortsetzen und das Bahnelement BC in der zweiten Sekunde beschreiben, wo $BC = AB$ ist. Wegen der Wirkung der Sonne fiele aber der Planet in der zweiten Sekunde ein Stück BE gegen die Sonne, falls er am Anfang dieser Zeit still stände. Die wirkliche Bahn des Planeten setzt sich nach dem Parallelogrammengesetze zu einer Resultante BD aus den beiden Komponenten BC und BE zusammen. Da nun nach dem Parallelogrammengesetz CD und BE einander parallel sind, so hat das Dreieck BDS dieselbe Oberfläche wie das Dreieck BCS. Dieses ist aber seinerseits gleich gross wie das Dreieck ABS. Folglich streicht der Leitstrahl von S zum Planeten in der zweiten Sekunde über eine ebenso grosse Fläche SBD wie in der ersten Sekunde SAB und ebenso in allen folgenden gleich langen Zeiten (Sekunden).

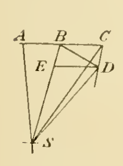


Fig. 25.

Wie man sieht, ergiebt sich das zweite Keplersche Gesetz als Folge der Annahme, dass die Anziehung der Planeten gegen die Sonne gerichtet ist, welche Grösse diese Anziehung auch habe.

Das dritte Keplersche Gesetz lässt sich ebenso leicht ableiten. Es seien zwei Planeten mit den Bahnradien R und R_1 und den Umlaufszeiten T und T_1, welche von derselben Sonne angezogen werden. Dann ist die Beschleunigung (A) der Anziehungskraft für den ersten Planeten, wenn v seine Bahngeschwindigkeit bedeutet,

$$A = \frac{v^2}{R} = \frac{(2\,\pi\,R)^2}{T^2\,R} = \frac{4\,\pi^2\,R}{T^2}.$$

Für den anderen Planeten gilt ebenso:

$$A_1 = \frac{4\,\pi^2 R_1}{T_1^{\,2}}.$$

Nun soll nach Newton, da die Anziehung in beiden Fällen von der Gravitation gegen denselben Körper verursacht wird:

$$\frac{A}{A_1} = \frac{R_1^{\,2}}{R^2}$$

oder:

$$\frac{4\,\pi^2 R}{T^2} : \frac{4\,\pi^2 R_1}{T_1^{\,2}} = \frac{R_1^{\,2}}{R^2},$$

woraus folgt:

$$\frac{T_1^{\,2}}{T^2} = \frac{R_1^{\,3}}{R^3},$$

der analytische Ausdruck des dritten Keplerschen Gesetzes.

Das erste Keplersche Gesetz wird leicht mit Hilfe eines Satzes aus der analytischen Geometrie bewiesen. Dieser Hilfssatz lautet folgendermaassen: Bei Kegelschnitten verhalten sich die Längen der an verschiedenen Stellen gezogenen Krümmungshalbmesser (z. B. ϱ in Fig. 26) umgekehrt wie die dritten Potenzen von den Cosinen der entsprechenden Winkel (α) zwischen Leitstrahl r vom Brennpunkt F und Krümmungshalbmesser ϱ. Diese Eigenschaft ist nur für die Kegelschnitte charakteristisch.

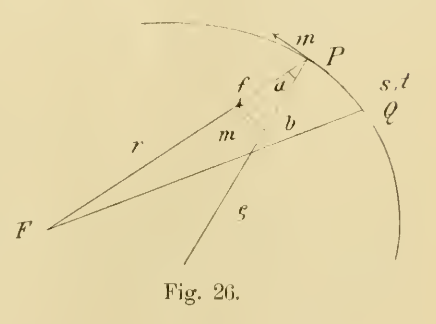


Fig. 26.

Nach dem zweiten Keplerschen Gesetz ist nämlich das in einer gegebenen Zeit t überfahrene Flächenstück FPQ dieser Zeit proportional. Wenn nun PQ so kurz ist, dass es als ein Stück, von der Länge s, einer geraden Linie betrachtet werden kann, so verlangt das zweite Keplersche Gesetz, dass:

$$\tfrac{1}{2}\, r\, s \cos \alpha = ct,$$

worin c eine Konstante bedeutet.

Die Kraft f, welche ein Gramm des Planeten in P gegen die Sonne in F treibt, kann in zwei Komponente zerlegt werden, wovon der eine b in der Richtung des Krümmungshalbmessers ϱ, der andere m senkrecht dazu nach der Tangente im Punkte P gerichtet ist. m strebt die Geschwindigkeit des Planeten in seiner Bahn zu vermindern, b giebt der Bahn ihre Krümmung. Für solche Kräfte wie b gilt folgende Relation, in welcher v die Bewegungsgeschwindigkeit des Planeten im Punkte P bedeutet (vgl. S. 73):

$$f \cos \alpha = b = \frac{v^2}{\varrho}.$$

Führt man nun in den letzten Ausdruck den aus der vorletzten Gleichung gewonnenen Wert:

$$v = \frac{s}{t} = \frac{2c}{r \cos \alpha}$$

ein, so erhält man:

$$f = \frac{4c^2}{r^2 \varrho \cos^3 \alpha}.$$

Nun verlangt das Newtonsche Gesetz, dass

$$f = \frac{kM}{r^2} = \frac{K_1}{r^2},$$

worin k die Gravitationskonstante und M die Sonnenmasse bedeuten. Da diese letztere nicht variiert, kann man für KM die Konstante K_1 einführen. Die beiden letzten Ausdrücke für f können nur dann zutreffen, wenn für die Kurve der Planetenbahn gilt:

$$\varrho \cos^3 \alpha = \frac{4c^2}{K_1} = K_2,$$

d. h. $\varrho \cos^3 \alpha$ muss konstant sein. Diese Bedingung erfüllen nun nach dem vorhin gesagten nur die Kegelschnitte, von welchen die Ellipsen eine Unterabteilung ausmachen. Die Planeten müssen sich also, wie das erste Keplersche Gesetz verlangt, auf elliptischen (d.h.geschlossenen) Kegelschnittkurven um die im Brennpunkte gelegene Sonne bewegen.

Wenn zwei Himmelskörper aufeinander wirken, so treibt die Anziehung den einen gegen den anderen mit eben derselben Kraft P wie

den anderen gegen den ersten. Die Beschleunigungen A und A^1 der beiden Körper werden:

$$A = \frac{P}{M}; \quad A_1 = \frac{P}{M_1};$$

woraus folgt:

$$AM = A_1 M_1.$$

Die Weglängen S und S_1, welche diese Körper in einer gegebenen Zeit zurücklegen, verhalten sich wie die Beschleunigungen, folglich ist auch:

$$SM = S_1 M_1.$$

Nun gilt für den Schwerpunkt der beiden Körper, wenn seine Entfernung von diesen a und a_1 ist, die Gleichung:

$$LM = L_1 M_1.$$

Folglich wird, nachdem die anziehende Kraft eine Zeit lang gewirkt hat,

$$(L - S)\, M = (L_1 - S_1)\, M_1,$$

d. h. mit anderen Worten, der Schwerpunkt des Systems erleidet durch diese Anziehungskraft keine Änderung. Da nun die Kräfte, welche zwischen mehreren Körpern wirken, nach dem Parallelogrammengesetz gleich der Summe der Kräfte zwischen den einzelnen Körpern zu setzen sind, und dasselbe für die durch die Kräfte verursachten Verschiebungen gilt, so lässt sich leicht beweisen, dass der Schwerpunkt eines Systems, zwischen dessen einzelnen Teilen Kräfte nach dem Newtonschen Anziehungsgesetz, oder andere Centralkräfte, wirken, durch die Wirkung dieser Kräfte nicht verschoben wird.

Es drehen sich folglich die einzelnen Planeten in unserem Sonnensystem nicht um die Sonne, sondern um den Schwerpunkt des Systemes, um welchen auch die Sonne sich herumbewegt. Wegen der geringen Masse der anderen Körper im Sonnensystem, verglichen mit derjenigen der Sonne, fällt der gemeinsame Schwerpunkt in den Sonnenkörper selbst.

Betrachten wir nun wiederum den Fall, dass zwei Körper, wie die beiden zum Algolsystem gehörigen, sich um den gemeinsamen Schwerpunkt in kreisförmigen Bahnen herumdrehen, so ist die Anziehungs-

kraft der beiden Körper, wenn k, wie gewöhnlich, die Gravitationskonstante bedeutet:

$$F = k \cdot \frac{M M_1}{(L + L_1)^2} = \frac{M}{L} \frac{(2\pi L)^2}{T^2} = \frac{M_1}{L_1} \frac{(2\pi L_1)^2}{T_1^2},$$

woraus folgt:

$$k = \frac{4\pi^2}{T^2} \frac{L(L + L_1)^2}{M_1}.$$

Nun ist weiter $T = T_1$, indem die beiden Körper immer auf der entgegengesetzten Seite des Schwerpunktes liegen, und weiter ist:

$$\frac{M_1}{M} = \frac{L}{L_1},$$

woraus folgt:

$$\frac{M_1}{M + M_1} = \frac{L}{L + L_1}$$

oder:

$$\frac{L}{M_1} = \frac{L + L_1}{M + M_1}.$$

Durch Einführung dieses Wertes in den Ausdruck für K erhalten wir:

$$k = 4\pi^2 \frac{(L + L_1)^3}{T^2} \cdot \frac{1}{M + M_1}.$$

Da nun das Newtonsche Gravitationsgesetz verlangt, dass die Gravitationskonstante immer dieselbe ist, so finden wir, dass, wenn wir $L + L_1 = D$ setzen und zwei Systeme betrachten von je zwei Körpern, in der Entfernung D, mit der Umlaufszeit T und den Massen M und M_1 im einen System, bzw. in der Entfernung d, mit der Umlaufszeit t und den Massen m und m_1 im anderen System, die Beziehung besteht:

$$K = 4\pi^2 \frac{D^3}{T^2} \frac{1}{M + M_1} = 4\pi^2 \frac{d^3}{t^2} \frac{1}{m + m_1}$$

oder:

$$\frac{M + M_1}{m + m_1} = \frac{D^3}{T^2} : \frac{d^3}{t^2}.$$

Es ist diese Gleichung, welche wir oben bei der Berechnung der Massen des Algolsystems benutzt haben.

Die Massen der Planeten. Mit Hilfe der letzten Gleichung kann man, wenn M und M_1 die Massen der Erde und Sonne, m und m_1 die Massen eines anderen Planeten und der Sonne bedeuten, die Entfernungen der Planeten aus ihren Umlaufszeiten berechnen. Dabei kann man, wie unten gezeigt wird, die Massen der Planeten in Vergleich mit derjenigen der Sonne vernachlässigen, wodurch das linke Glied der Gleichung den Wert 1 erhält.

In eben derselben Weise kann man die Masse von Sonne und Erde mit derjenigen des Mondes und der Erde vergleichen, wobei man in erster Annäherung die Masse des Mondes gegen diejenige der Erde vernachlässigen kann. Weiter kann man die Massen aller Planeten, welche Monde besitzen, mit derjenigen der Erde aus den Umlaufszeiten ihrer Monde und den Distanzen derselben von den Planeten berechnen. Die Entfernungen der Monde von ihren Planeten werden durch Winkelmessungen und aus dem bekannten Abstand der Planeten von der Erde berechnet.

Für Planeten, welche keine Monde besitzen, wie Merkur und Venus, berechnet man die Masse aus den Störungen, welche diese Planeten auf die Bewegung von anderen Himmelskörpern, wie Kometen, ausüben. Die Masse des Erdmondes kann man ebenso aus einem genauen Studium der Bewegungen der Himmelskörper ermitteln.

Wenn man nun die Entfernungen und die in Winkelmaass ausgedrückten Durchmesser der Planeten, Sonne und Mondes kennt, so ist es leicht, daraus die wirklichen Durchmesser und Volumina dieser Körper zu bestimmen. Durch Vergleichung der Masse mit dem Volumen kann man die Dichte dieser Körper bestimmen, wobei die Dichte der Erde gleich 1 gesetzt wird. Nun hat man, wie wir weiter unten sehen werden, das spezifische Gewicht der Erde zu 5,5 bestimmt. Mit Hilfe dieser Zahl kann man die Dichte der zum Sonnensystem gehörigen Körper mit derjenigen des Wassers vergleichen.

Weiter kann man aus dem Durchmesser und der Masse der Himmelskörper leicht berechnen, wie viel die Masse eines Gramms an der Oberfläche eines anderen Planeten wiegt. In der folgenden Tabelle sind die betreffenden Grössen zusammengestellt, wobei alle entsprechenden Grössen auf der Erde als Einheit genommen sind.

	Entfernung von der Sonne	Masse	Radius	Dichte	Schwere
Merkur	0,387	0,0324	0,37	0,63	0,237
Venus	0,723	0,805	1,00	0,80	0,805
Erde	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
Mond	—	0,0122	0,27	0,62	0,167
Mars	1,524	0,105	0,53	0,705	0,374
Jupiter	5,203	309,5	11,6	0,23	2,54
Saturn	9,55	92,6	9,30	0,115	1,07
Uran	19,22	14,7	4,23	0,194	0,822
Neptun	30,12	16,5	3,80	0,301	1,14
Sonne	—	324,439	108,56	0,25	27,4
Die kleinen Planeten	1,46 bis 4,27.	—	—	—	—

Die elliptischen, parabolischen und hyperbolischen Bahnen der Körper um die Sonne. Es lässt sich, wie oben gesagt, beweisen, dass, wenn ein Körper, welcher von einem anderen, als fest angesehenen, nach dem Newtonschen Gesetz angezogen wird, eine anfängliche Bewegung erhält, welche nicht in der Verbindungslinie mit dem anziehenden Körper liegt, so beschreibt der bewegliche Körper eine Bahn um den festen Körper, welche Bahn die Form eines Kegelschnittes hat, in dessen einem Brennpunkte der feste Körper sich befindet. Die Kegelschnitte können nun von zwei verschiedenen Arten sein, entweder geschlossene Kurven, Ellipsen oder ungeschlossene Kurven, Hyperbeln. Zwischen diesen beiden Arten liegen die Parabeln, welche auch ungeschlossene Kurven sind und als Ellipsen von äusserst grosser Excentricität oder als Hyperbeln, deren beiden Asymptoten eine unendlich kleine Neigung gegeneinander haben, betrachtet werden können.

In dem Falle, dass der bewegliche Körper eine Ellipse beschreibt, muss er nach einer endlichen Zeit zu seinem Ausgangspunkt zurückkehren. Denn da der Leitstrahl nie unendlich lang wird, so muss nach dem zweiten Keplerschen Gesetz der Körper einen endlichen Teil seiner Bahn in jeder Sekunde durchlaufen und nach einer genügenden Zahl von Sekunden muss er die Bahn durchgelaufen haben. Danach fängt ein neuer Umlauf in ganz derselben Weise an. Wenn aber der bewegliche Körper eine parabolische oder hyperbolische Bahn beschreibt, so wächst der Leitstrahl über alle erdenkliche Grenzen und der Körper kehrt nie wieder zurück. Nur diejenigen Körper, welche sich in elliptischen Bahnen bewegen, haben infolgedessen eine Umlaufszeit und

gehören zu demselben System wie der feste Körper, sind gewissermaassen an ihn gebunden. Alle Körper, welche zum Sonnensystem gehören, beschreiben also elliptische Bahnen um die Sonne. Körper, welche gelegentlich erscheinen und eine parobolische oder hyperbolische Bahn um die Sonne beschreiben, stammen aus unendlich weit entfernten Gegenden und sind nur als zufällige Besucher im Sonnensystem anzusehen.

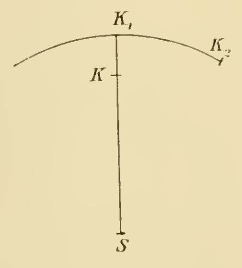


Fig. 27.

Es ist deshalb von grossem Interesse, bestimmen zu können, ob ein Himmelskörper eine elliptische Bahn um die Sonne beschreibt oder nicht. Dies kann man mit Hülfe seiner Bahngeschwindigkeit ermitteln.

Die potentielle Energie eines beweglichen Körpers. Denken wir uns einen beweglichen Körper mit der Masse m in K und einen anziehenden als fest gedachten Körper, wie die Sonne, mit der Masse M in S (Fig. 27). Die Kraft, welche K gegen S treibt, ist:

$$F = k\,\frac{M\,m}{r^2}$$

wenn r den Abstand $K\,S$ bezeichnet. Angenommen jetzt, wir verschieben den beweglichen Körper von K zu K_1 längs der Richtung $S\,K$, so leisten wir eine Arbeit (A), welche nach den Regeln der Mechanik gemessen wird durch das Produkt der überwundenen Kraft und der Weglänge. Wenn demnach F die Kraft und r_1 das Stück $K_1\,S$ darstellt, so ist die ausgeführte Arbeit:

$$A = F\,(r_1 - r).$$

Nun ist die Kraft F etwas veränderlich, im Punkte K ist ihr Wert:

$$F = k\,\frac{Mm}{r^2},$$

im Punkte K_1 dagegen:

$$F = k\,\frac{Mm}{r_1^{\,2}}.$$

und im Mittel kann sie gleich:

$$F = k\,\frac{M\,m}{r\,r_1}$$

gesetzt werden. Dieser Ausdruck enthält einen um so geringeren Fehler, je weniger r und r_1 voneinander verschieden sind, und wenn sie äusserst wenig voneinander abweichen, so ist der Ausdruck exakt richtig. Folglich wird für eine kleine Verschiebung:

$$A = F(r_1 - r) = k\ M m \frac{r_1 - r}{r\, r_1} = k\ M m \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_1}\right).$$

Wenn ich den Körper von K nach K_2 verschiebe, wobei der Abstand $K_2\ S$ ebenfalls gleich r_1 angenommen wird, so kann ich mir diese Operation in der Weise ausgeführt denken, dass ich den Körper erst nach K_1 bringe und dann auf einem Kreisbogen um S von K_1 nach K_2. Bei dem letzten Teil dieser Verschiebung wird keine Arbeit verbraucht, denn die Kraft zwischen dem Körper und der Sonne geht in der Richtung des Leitstrahls, folglich ist ihre Komponente längs des dazu senkrechten Kreisbogens $K_1\ K_2$ gleich Null. Auf dem Wege $K_1\ K_2$ wird infolgedessen keine Kraft überwunden, d. h. keine Arbeit geleistet. Die Arbeit um den Körper auf einem anderen Wege, z. B. längs einer geraden Linie von K nach K_2 zu bringen, muss nach dem ersten Hauptsatze der mechanischen Theorie der Wärme genau dieselbe wie die bei der Fortführung des Körpers von K nach K_2 längs des Weges $K\ K_1\ K_2$ sein. Und zwar wenn der Körper anfangs in der Entfernung r von S und am Ende in der Entfernung r_1 von S liegt, so ist die geleistete Arbeit (falls $r_1 - r$ im Vergleich zu r gering ist):

$$A = k\, M m \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_1}\right).$$

Wir wollen jetzt den Fall betrachten, dass wir den Körper zu einem Punkt K_0 führen in der Entfernung r_n, wo $r_n - r$ nicht im Vergleich zu r gering ist. Wir führen dann den Körper in kleinen Intervallen nach $K_1\ K_2 \ldots K_{n-1}, K_n$, so dass die Entfernungen $(r_1 - r)$, $(r_2 - r_1)$ $\ldots\ldots (r_n - r_{n-1})$ gering sind im Vergleich zu $r, r_1 \ldots r_{n-1}$, und zuletzt in Kreisbogen um S von K_n nach K_0. Die Arbeit wird dann:

$$A = k\, M m \left\{\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_1}\right) + \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) + \ldots + \left(\frac{1}{r_{n-1}} - \frac{1}{r_n}\right)\right\}$$
$$= k\, M m \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_n}\right).$$

Es gilt also auch in diesem Fall dasselbe Gesetz wie für geringe Verschiebungen.

Wir können r_n beliebig gross werden lassen; lassen wir r_n unendlich gross werden, so wird die geleistete Arbeit:

$$A_\infty = k\,M\,m \cdot \frac{1}{r} = m\left(\frac{kM}{r}\right).$$

Der Ausdruck $-kMm\frac{1}{r}$ wird die potentielle Energie des Körpers im Punkte K in der Entfernung r von dem anziehenden Körper, und der Ausdruck $-k\,M\frac{1}{r}$ das (Schweren-)Potential in dem Punkte K genannt. Alle beiden Ausdrücke wachsen mit zunehmendem r. Die Arbeit, welche ausgeführt wird bei der Verschiebung eines Körpers von der Entfernung r zu der Entfernung r_1 von einem festen nach dem Newtonschen Gesetz anziehenden Körper, ist demnach gleich dem Unterschied der potentiellen Energie des Körpers im zweiten und im ersten Punkt. Oder diese Arbeit ist gleich dem Produkt seiner Masse und der Differenz des Schwerenpotentials im zweiten und ersten Punkt.

Die aktuelle Energie eines bewegten Körpers. Angenommen, wir halten jetzt einen Körper in K_1 fest, welcher von dem festen Körper in S (Fig. 27) angezogen wird. Lassen wir den Körper los, so bewegt er sich gegen S hin, nachdem die Anziehungskraft dahin wirkt, und zwar mit einer immer stärker beschleunigten Geschwindigkeit, nachdem die anziehende Kraft immer mehr wächst, je näher der Körper nach S kommt. Dagegen nimmt die potentielle Energie immer mehr ab. Durch seine Geschwindigkeit (v) besitzt der bewegliche Körper eine bestimmte Energie, die sogenannte aktuelle Energie oder lebendige Kraft (E), welche durch den Ausdruck gemessen wird:

$$E = \frac{1}{2}\,mv^2$$

Nennen wir nun die potentielle Energie in den Punkten K_1 und K P_1 und P, die aktuelle E_1 und E, so verlangt das Energieprinzip, dass die totale Energie sich nicht ändert, also dass:

$$P_1 + E_1 = P + E.$$

In unserem speziellen Fall ist $E_1 = 0$, nachdem es vorausgesetzt wurde, dass die Geschwindigkeit des beweglichen Körpers in K_1 Null war.

Es folgt hieraus durch Einführung der vorhin gegebenen Werte für die potentielle Energie:

$$E - E_1 = \frac{1}{2} mv^2 = P_1 - P = -m \cdot kM \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r}\right)$$

oder

$$v = \sqrt{2(\pi_1 - \pi)}$$

wenn π_1 und π das Schwerenpotential in den Punkten K_1 und K bedeuten.

Verlegen wir nun K_1 in unendliche Entfernung, so wird:

$$v = \sqrt{-2\pi}.$$

Wenn ein von unendlicher Entfernung kommender Körper in das Sonnensystem hineingezogen wird, und er keine Anfangsgeschwindigkeit besitzt, so wird seine Geschwindigkeit in einem gewissen Punkt gleich der Wurzel aus dem doppelten Potential in diesem Punkte mit umgekehrtem Zeichen. Das Zeichen muss gewechselt werden, weil nach der oben gegebenen Darstellung das Schwerenpotential immer negativ ist.

P

S

Fig. 28.

Die Neigung und Excentricität der Bahnen. Wenn nun ein Himmelskörper in P (Fig. 28) liegt, und der anziehende Centralkörper (die Sonne) in S und jener eine anfängliche Geschwindigkeit in der Pfeilrichtung hat, so wird die ganze Bahn in einer Ebene verlaufen, die das Bahnenelement bei P (die Pfeilrichtung) und den Centralkörper S enthält. Denn, da die Anziehung zwischen P und S immer längs der Verbindungslinie geht und der Leitstrahl PS anfangs in der Ebene des Papieres (derjenigen, welche die Pfeilrichtung und S enthält) liegt, so wird die Beschleunigung in dieser Ebene liegen, d. h. die aus der alten Bewegung und der Beschleunigung zusammengesetzte neue Bewegung wird auch längs einer Linie in der Ebene des Papieres liegen. Die Bahn eines Planeten um die Sonne liegt folglich in einer für immer bestimmten Ebene. Diese Ebene hat eine bestimmte Neigung gegen die Ekliptik, welche unten tabelliert ist. Die Tabelle enthält ausserdem die Excentricität der betreffenden Bahnen und die siderische Umdrehungszeit der Planeten um ihre Achse.

	Neigung der Bahnebene	Excentricität	Umdrehungszeit
Sonne	—	—	24^d,84
Merkur	$7^0,0'$	0,2056	87^d,97
Venus	3,24	0,0068	224^d,70 (23^h,95?)
Erde	0,0	0,0168	23^h,94
Mars	1,51	0,0933	24^h,62
die kleinen Planeten	0,41 bis 34,43	0,000 bis 0,383	unbekannt
Jupiter	1,19	0,0482	9^h,92
Saturnus	2,30	0,0561	10^h,27
Uranus	0,46	0,0464	unbekannt
Neptun	1,47	0,0090	unbekannt.

Wie man aus dieser Tabelle ersieht, ist die Neigung der Planetenbahnen gegen die Ekliptik, wenn man von einigen kleinen Planeten absieht, sehr gering. Am grössten ist sie beim Merkur (7^0,0), danach kommt die Venus ($3^0,24'$). Ebenso sind die Excentricitäten, wenn man von einigen kleinen Planeten absieht, sehr gering. Der grösste Wert kommt auch in diesem Falle dem Merkur zu (0,2056), danach kommt der Mars (0,0933). In dieser Beziehung verhalten sich die Planeten des Sonnensystems ganz anders wie die Komponenten der Doppelsterne, welche stark excentrische Bahnen besitzen (vgl. oben S. 51).

Die Bahngeschwindigkeiten. Für einen Planeten (Masse m) der sich in einer kreisförmigen Bahn (Radius r) um die Sonne (Masse M) bewegt, ist die Anziehungskraft (F) durch die Ausdrücke gegeben:

$$F = k\frac{mM}{r^2} = m\frac{v^2}{r}$$

und die Beschleunigung $\gamma = F/m$ durch die Ausdrücke

$$\gamma = \frac{kM}{r^2} = \frac{v^2}{r}$$

woraus folgt:

$$v = \sqrt{\frac{kM}{r}} = \sqrt{-\pi}.$$

Damit ein Himmelskörper sich also in einer kreisförmigen Bahn um die Sonne herumbewegt, muss seine Geschwindigkeit gleich der Quadratwurzel

aus dem negativen Schwerenpotential längs seiner Bahn sein. Für die Erde, deren Bahnradius gewöhnlicherweise gleich der Einheit genommen wird, haben wir die Bahngeschwindigkeit gleich 29,5 km pro Sekunde gefunden. Für einen anderen Planeten, dessen Abstand von der Sonne n ist (n mal grösser als derjenige der Erde) wird die Geschwindigkeit in der Bahn

$$v = \frac{29 \cdot 5}{\sqrt{n}} \frac{\text{km.}}{\text{sek.}}$$

Aus den oben (S. 80) gegebenen n-Werten ist folglich die Bahngeschwindigkeit leicht zu berechnen.

Wir haben oben gesehen, dass ein Körper, welcher von unendlicher Entfernung ohne Anfangsgeschwindigkeit in das Sonnensystem hineinkommt, in einem bestimmten Punkte seiner Bahn eine Geschwindigkeit besitzt, welche gleich der Quadratwurzel aus dem doppelten Potential in diesem Punkte ist. Es lässt sich beweisen, dass ein solcher Körper eine parabolische Bahn besitzt. Nach seinem Lauf um die Sonne entfernt sich der Himmelskörper immer mehr von der Sonne und geht auf der Parabellinie unendlich weit hinaus. Wenn also die Geschwindigkeit eines Körpers die genannte Grösse hat, so verlässt er das Sonnensystem. Wenn er aber eine geringere Geschwindigkeit besitzt, so kann er das Sonnensystem nicht verlassen, denn wenn auch seine ganze aktuelle Energie sich in potentielle Energie umsetzte, so würde die potentielle Energie doch nicht den Wert Null erreichen, sondern immer darunter bleiben. Das heisst, der Körper kann nie höhere Potentialwerte als einen bestimmten annehmen und nie weiter von der Sonne sich entfernen, als wo dieses maximale Potential herrscht. Diese Körper bewegen sich folglich auf geschlossenen Kurven, d. h. hier Ellipsen um die Sonne (B). (Vgl. Fig. 29).

Wenn dagegen ein Körper grössere Geschwindigkeit in seiner Bahn hat als derjenige Vergleichskörper, welcher eine parabolische Bahn beschreibt, so wird die Sonne seine Bahn nicht so stark krümmen, wie diejenige des Vergleichskörpers, weil sie nicht so lange Zeit auf jenen wie auf diesen in der Nähe der Sonnennähe (bei A) einwirkt. Die krumme Linie, welche der fragliche Körper beschreibt, wird deshalb ausserhalb des Parabels fallen und eine hyperbolische Form haben. Es ist leicht zu verstehen, dass der Vergleichskörper eine parabolische Bahn beschreibt, denn da alle Körper, welche geringere Geschwindigkeit in der Sonnennähe besitzen, Ellipsen beschreiben mit immer grösserer Excentricität, je näher die Geschwindigkeit sich demjenigen des Vergleichskörpers

nähert, so muss auch dieser eine Ellipse von grösstmöglicher Excentricität (1), d. h. eine Parabel beschreiben.

Wenn also ein Himmelskörper (Komet) in einem Punkte seiner Bahn geringere Geschwindigkeit besitzt, als $v = \sqrt{2\pi}$, so beschreibt er eine elliptische Bahn und bleibt im Sonnensysteme, wenn nicht, gehört er diesem Systeme nicht an.

Die Ursache der Gravitation. Newton sagt ausdrücklich in seiner Untersuchung über die Schwere, er sei nicht der Ansicht, dass die schweren Körper aufeinander wirken. Vielmehr müsste man annehmen, dass die Wirkung durch Vermittelung eines zwischenliegen-

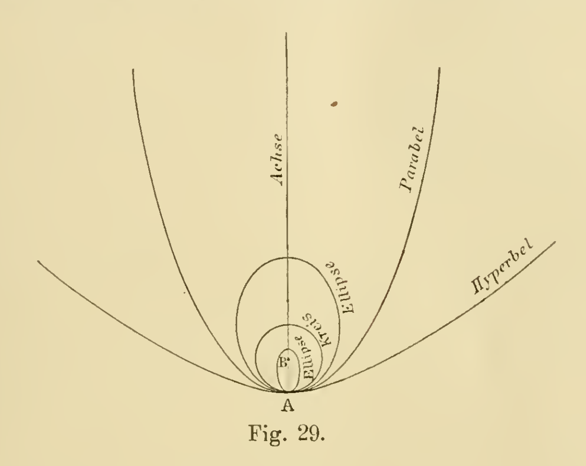


Fig. 29.

den Mediums geschehe. Alle Versuche, welche gemacht worden sind, die Schwerkraft als Folge einer Bewegung in dem zwischen den Körpern liegenden Medium abzuleiten, leiden an der Schwierigkeit, dass die Schwere ungeschwächt durch die Körper hindurchgeht, sie mögen noch so dick und dicht sein. So z. B. wirkt die Anziehung von der Sonne auf einen im Mittelpunkt der Erde liegenden Partikel durch alle die zwischenliegenden Lagen hindurch. Da nun die Wirkung irgendwie in einer Bewegungsveränderung an dem bewirkten Körper bestehen muss, so wird es nötig, anzunehmen, dass eine Partikel, welcher hinter einer anderen bewirkten Partikel liegt, dadurch, wenigstens teilweise, der Wirkung entzogen wird. Es würde demnach auf der Verbindungslinie zwischem einer Partikel in der Mitte der Erde und einem beliebigen Punkte auf der Sonne keine einzige schwere Partikel von den unendlich vielen in den oberen Erdschichten liegen. Man müsste folglich voraussetzen, dass die Partikelchen, auf welche die Schwerkraft wirkt,

eine unendlich geringe Ausdehnung hätten und als mathematische Punkte zu betrachten wären. Diese Anschauung ist physikalisch unfassbar. Ebenso ist es unmöglich, sich vorzustellen, wie eine Bewegung durch mathematische Punkte gestört werden kann. Es ist wohl eine sonderbare Erscheinung, dass diejenige Naturkraft, welche wir am genauesten durch Rechnung verfolgen können, das grösste Rätsel in physikalischer Hinsicht darbietet.

Wenn die Schwere durch die Bewegungen in einem zwischenliegenden Medium zu Stande kommt, so erscheint es natürlich, dass sie nicht augenblicklich wirken kann, sondern eine bestimmte Zeit verlangt, um von dem wirkenden zu dem bewirkten Körper zu gelangen. Es würde offenbar in diesem Falle die Wirkung auf einen in Bewegung begriffenen Körper nicht diejenige sein, welche aus seiner Lage berechnet werden könnte. In eben derselben Weise sehen wir einen Stern, welcher ein Lichtjahr entfernt ist, nicht da, wo er jetzt sich befindet, sondern wo er sich vor einem Jahr befand. Wenn also z. B. die „Fortpflanzung" der Schwerenwirkung von der Sonne zur Erde in t Sekunden erfolgte, so wäre die Schwerenwirkung in einem bestimmten Zeitabschnitt nicht nach der wirklichen Lage der Erde, sondern aus ihrer Lage vor t Sekunden zu berechnen. Trotzdem die astronomischen Messungen mit einer ganz besonderen Genauigkeit geschehen und eine Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Schwere, die 10^6 mal die Lichtgeschwindigkeit überstiege, wohl zu entdecken wäre (Lehmann-Filhès), hat man keine Spur einer solchen Wirkung gefunden. Es scheint demnach, als ob die Schwerenwirkung sich mit unendlicher Geschwindigkeit durch den Raum fortpflanzt, was ebenfalls schwer zu verstehen ist.

Titius-Bodes Gesetz und die kleinen Planeten. Bei der Beobachtung der Angaben über die Abstände der Planeten von der Sonne fand Titius eine bestimmte Regelmässigkeit, indem die Entfernungen der Planetenbahnen von der Merkurbahn einigermaassen nach Potenzen von zwei zunehmen, so dass diese Abstände bei jedem folgenden Planeten auf das Doppelte steigen, wie die folgende Tabelle zeigt.

	Entfernung von der Sonne	vom Merkur	abgerundet
Merkur	0,37	0	0
Venus	0,72	0,35	0,30
Erde	1,00	0,63	0,59
Mars	1,52	1,15	1,17

	Entfernung von der Sonne	vom Merkur	abgerundet
X			2,35
Jupiter	5,20	4,83	4,7
Saturnus	9,56	9,19	9,4
Uranus	19,22	18,85	18,8
Neptun	30,12	29,75	(37,6)

Um jedoch diese Regelmässigkeit aufrecht zu erhalten, muss man annehmen, dass zwischen Mars und Jupiter ein damals unentdeckter Planet (X) sich in einer Sonnenentfernung von 2,72 Erdbahnradien befindet. Aus diesem Grunde suchte man nach einem Planeten auf dieser Stelle, und Piazzi fand am 1. Januar 1801 einen solchen, der wie ein Stern 8. Grösse erscheint und von ihm den Namen Ceres erhielt. Nachher hat man etwa 450 solche kleine Planeten entdeckt. Mit Hilfe der Photographie werden jetzt mehrere in jedem Jahre aufgefunden. Richtet man nämlich mit Hilfe eines Uhrwerkes die Camera so ein, dass sie bei der Aufnahme der scheinbaren Bewegung des Himmelsgewölbes folgt, so geben die Sterne Bilder, welche wie Punkte aussehen, während der Planet zufolge seiner Bewegung auf dem Himmelsgewölbe ein linienförmiges Bild ergiebt, wie die umstehende Abbildung zeigt (Fig. 30).

Ein grosses Aufsehen erregte die Entdeckung des kleinen Planeten Eros durch Witt am 13. August 1898. Dieser Planetoïd hat nur eine mittlere Entfernung von 1,46 Erdbahnradien von der Sonne, liegt folglich zwischen der Erde und Mars. Zufolge der grossen Excentricität (0,23) seiner Bahn übersteigt der Sonnenabstand im Aphelium (der grössten Entfernung von der Sonne) denjenigen des Mars, während der Planetoïd im Perihelium (Sonnennähe) nur in der Entfernung von 1,13 Erdbahnradien von der Sonne steht. Demzufolge kann dieser Planet ausserordentlich nahe zur Erde kommen, und man hofft aus Messungen an diesem Planeten die Sonnenparallaxe mit einer bisher unerreichten Genauigkeit messen zu können (vgl. oben S. 68). An der anderen Seite giebt es Planetoïden, welche im Aphelium nur um einen halben Erdbahnradius von der Jupiterbahn entfernt sind. Diese Himmelskörper sind folglich nicht auf einen so geringen Raum beschränkt, wie man nach der Titius-Bodeschen Regel vermutete. Dass diese Regel übrigens nur sehr grob sich der Erfahrung anpasst, ersieht man aus der Entfernung des Planeten Neptun.

Mit Hilfe des Refraktors der Lick-Sternwarte ist es gelungen, den Durchmesser einiger Planetoïden zu messen. Man hat für drei der grössten, Ceres, Vesta und Pallas, die Werte 960, 380 und 440 km gefunden. Aus der Lichtstärke derselben schätzt man die Grösse derjenigen, welche nicht direkt messbar sind, und ist zu dem Resultat gekommen, dass die kleinsten entdeckten einen Durchmesser von nur etwa 10 km besitzen.

Wegen der grossen Mannigfaltigkeit in Abständen zu den nächsten

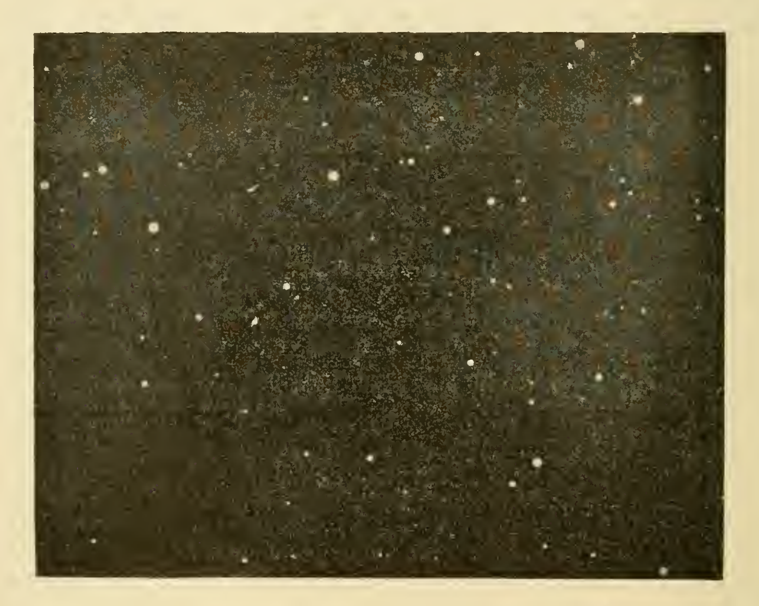


Fig. 30. Planetoid Svea, photographisch entdeckt von Max Wolf in Heidelberg am 21. März 1892.

Planeten und Umlaufszeiten bieten die Planetoïde ein grosses Interesse beim Studium der Bewegungserscheinungen unter dem Einfluss von starken Störungen.

Man hat berechnet, dass alle bekannten Planetoïden, in eine einzige Kugel gesammelt, einen Himmelskörper ergeben würden, der einen Halbmesser von einem Zwanzigstel der Länge des Erdradius aufweisen würde. Die gesamte Masse des noch fehlenden Planeten zwischen Mars und Jupiter würde demnach nicht ein Procent des Volumens des Erdmondes aufnehmen. Dabei muss man aber bedenken, dass wir noch nicht alle Planetoïden kennen.

III. Die Sonne.

Licht- und Wärmestrahlung der Sonne. Der für uns weitaus wichtigste von allen Himmelskörpern (die Erde ausgenommen) ist der Regent des Sonnensystems, die Sonne selbst. Von ihr stammt alle Kraft und Bewegung, alles Leben und Treiben auf der Erde. Und doch bietet unsere Bekanntschaft von dem Gestirn des Tages, trotz all den emsigen Untersuchungen, besonders der letzten Zeit, ausserordentlich viele Rätsel.

Die Sonne ist ein glühender Körper von so kolossalen Dimensionen, dass sie etwa 750 mal so grosse Masse besitzt, wie alle die Planeten und Monde zusammen. Ihr Durchmesser beträgt 1,8 mal der Grösse des Mondbahndurchmessers und ihr Volumen ist eine und eine viertel Million grösser als diejenige der Erde. Und doch ist die Sonne, wie wir gesehen haben, sehr klein (lichtschwach) gegen die kolossalen Sonnen, welche, wie Sirius, Wega und noch mehr Canopus und Arctur, als Sterne erster Grösse erscheinen.

Von der Erde aus gesehen, erscheint die Sonne als eine hellleuchtende Scheibe von 31′ 59″ Durchmesser, deren Helligkeit am grössten in der Mitte ist und gleichförmig nach allen Seiten abnimmt, wovon man sich überzeugen kann, wenn man die Sonne durch ein stark geschwärztes Glas betrachtet. Sowohl das Licht als auch die Wärmestrahlung und die chemische Wirksamkeit der Strahlen nimmt stetig von der Sonnenmitte zum Rande ab, wie folgende Tabelle zeigt, wo die Entfernung 0,0 den Mittelpunkt, die Entfernung 1,00 den Sonnenrand angiebt.

Entfernung vom Sonnencentrum	Wärme-	Licht- Strahlung	Chemische
0,0	100	100	100
0,2	99,5	98	98

Entfernung vom Sonnencentrum	Wärme-	Licht- Strahlung	Chemische
0,4	97,2	94	94
0,6	92,2	87	83
0,8	82,5	75	58
0,9	72,0	64	37
0,95	61,8	55	25
1,00	42,9	37	13

Die Wärmemessung rührt von Wilson, die Messung der Lichtstärke von Pickering und diejenige der photochemischen Strahlung von H. C. Vogel her. Wie aus diesen Ziffern ersichtlich, nimmt die chemische Strahlung am geschwindesten von dem Centrum nach dem Rande ab, die Lichtstrahlung nimmt eine mittlere Stellung ein, und die Wärmestrahlung nimmt relativ langsam nach dem Rande hinaus ab.

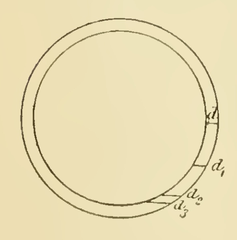


Fig. 31.

Es ist leicht zu verstehen, wovon dies abhängt. Die Strahlung geht von verschiedenen mehr oder weniger tief liegenden Schichten der Sonne aus. Die Dicke der strahlenden Schicht (d, d_1, d_2, d_3 in Fig. 31) zwischen zwei koncentrischen Schalen der Sonne nimmt stark mit der Entfernung vom Sonnenmittelpunkt zu. Nun absorbieren die höher liegenden Schichten das von den tieferen kommende Licht, folglich werden die tieferen Schichten ihre Strahlung um so mehr geltend machen, je dünner die zwischen ihnen und dem Beobachtungsinstrument liegenden Schichten sind, d. h. je näher man zum Mittelpunkt der Sonnenscheibe beobachtet. Je tiefer eine Schicht liegt, um so heisser muss sie aber sein. Folglich kommt die Strahlung von um so heisseren Schichten, je näher man zum Mittelpunkt misst. Nun ist es wohlbekannt, dass die Strahlung eines Körpers in der Weise mit seiner Temperatur zunimmt, dass die Strahlung der Wärme am wenigsten, die Lichtstrahlung viel mehr und am meisten die aus den brechbarsten Lichtsorten bestehende photochemische Strahlung wächst. Dadurch wird die oben gegebene Verteilung der relativen Stärke der Strahlungen leicht verständlich. Da weiter die Dicke der zwischen zwei koncentrischen Schalen liegenden Schicht bei Entfernung von der Sonnenmitte erst langsam und nahe am Rande sehr schnell wächst, so nehmen die Strahlungen in der Nähe der Mitte erst

sehr langsam, gegen den Rand aber sehr schnell ab, wenn man von der Mitte zum Rand sich entfernt.

Man schätzt, dass die Sonnenatmosphäre etwa die Hälfte der vom eigentlichen Sonnenkörper ausgehenden Strahlung verschluckt.

Die Licht- und Wärmemengen, welche die Sonne nach allen Seiten ausstrahlt, sind ganz enorm. Man hat die Lichtstrahlung der Sonne bei heiterem Himmel und hohem Sonnenstand zu 288000 Meterkerzen bestimmt, d. h. das Sonnenlicht ist ebenso kräftig wie die Beleuchtung mittelst 288000 Normalkerzen in einer Entfernung von 1 m. Nach Bond ist das Sonnenlicht 470000 mal kräftiger als dasjenige des Vollmondes, nach Zöllner 55000 Millionen mal stärker als das Licht von Capella.

Im folgenden werden wir sehen, wie man die Wärmemenge misst, die auf eine Fläche von einem Quadratcentimeter, die senkrecht zu den Strahlen steht, von der Sonne in einer Minute fällt. Man berechnet daraus, dass an der Grenze der Erdatmosphäre diese Wärmemenge, die sogenannte Sonnenkonstante, etwa 2,5 Grammkalorien beträgt. Auf den ganzen Erdquerschnitt, die eine Ausdehnung von $10000\,(20000000)^2 : \pi = 1{,}277 . 10^{18}$ cm² besitzt, erreicht folglich die Sonnenstrahlung $3{,}2 . 10^{18}$ Grammkalorien pro Minute, d. h. $1{,}68 . 10^{24}$ Grammkalorien pro Jahr. Da nun die Erde eine Kreisscheibe von 17,″6 Durchmesser von der Sonne gesehen ausmacht, so ist es leicht zu berechnen, dass nur der Teil 1:2260000000 von der ganzen Sonnenwärme der Erde zugute kommt. Darnach erreicht die totale von der Sonne in den Weltraum hinausgeschleuderte Wärme den ganz unfassbaren Betrag von $3{,}8 . 10^{33}$ Grammkalorien pro Jahr.

Da nun das specifische Gewicht der Erde gleich 5,5 angenommen wird, beträgt die Masse der Erde $\frac{4}{3} \pi r^3 . 5.5 = 6 . 10^{27}$ Gramm. Die Sonne ist 324000 mal schwerer als die Erde, besitzt folglich eine Masse von $1{,}9 . 10^{33}$ Gramm. Jedes Gramm der Sonnenmasse verliert demnach jährlich nicht weniger als 2 Grammkalorien. Es scheint deshalb sehr eigentümlich, dass die Sonne nicht längst in der unmessbaren Zeit ihren Wärmevorrat eingebüsst hat. Wir werden weiter unten sehen, wie man sich vorstellt, dass die Sonne ihre kolossalen Wärmeverluste deckt.

E. F. Nichols hat in jüngster Zeit die Wärmestrahlung einiger der hellsten Fixsterne, nämlich Arctur und Wega, mit Hilfe des Radiomikrometers gemessen. Diese beiden Sterne strahlen ebenso grosse Wärmemengen aus wie eine Normalkerze in Entfernungen von 8,5 bezw. 18 km. Aus diesen Ziffern kann man berechnen, dass die Sonne die

genannten Sterne in Bezug auf Wärmestrahlung etwa in demselben Maasse übertrifft, wie in Bezug auf Lichtstrahlung.

Das Aussehen der Sonnenoberfläche. Granulation. Wenn man die Sonnenoberfläche mit Hilfe von sehr starken Instrumenten beobachtet oder ein grosses Sonnenbild photographiert, findet man, dass die Helligkeit nicht gleichmässig ist, sondern es kommen körnerartige helle Bildungen auf dunklem Grunde vor. Man hat diese Erscheinung mit dem Aussehen von Reiskörnern oder Weidenblättern verglichen. Langley charakterisiert ihr Aussehen als Schneeflöckchen auf einem grauweissen Tuche. Zwischen diesen helleren Bildungen finden sich hier und da dunklere Fleckchen, welche als „Poren" bezeichnet werden. Die helleren Körnchen, welche einen Durchmesser von 2″ bis 4″ besitzen, zerfallen bei sehr bedeutender Vergrösserung in Lichtpünktchen von etwa 0″,3 Durchmesser. Diese Bildungen scheinen an einigen Stellen scharf ausgeprägt, an anderen etwas verwaschen. Häufig wechseln diese Gegenden schnell Form und Ausdehnung, wodurch starke Strömungen auf der Sonnenoberfläche angedeutet werden. Scheiner ist der Ansicht, dass diese sogenannte Granulation der Sonnenfläche von wolkenartigen Bildungen herrührt, welche am ehesten mit den Cirrhus-Wolken in unserer Atmosphäre zu vergleichen sind, und die nach der Theorie von Helmholtz (vgl. weiter unten) durch Wellenbildung an der Grenze von zwei Schichten der Atmosphäre sich bilden sollten, welche sich aneinander vorbeischieben. In der Nähe der Flecke ziehen sich häufig die Körner in die Länge und werden Strohhalmen ähnlich, was vielleicht auf heftige Bewegungen deutet. Da eine Sekunde einer Länge von 720 km auf der Sonnenoberfläche entspricht, haben die kleinsten Körner einen Durchmesser von etwa 200 km, was jedenfalls die Grösse der Cirrhuswolken ausserordentlich übertrifft.

Fackeln. Von bedeutend grösserer Ausdehnung als die Körner sind die Fackeln, unregelmässige häufig langgezogene Streifen von grösserer Helligkeit als die übrige Sonnenoberfläche, welche viel deutlicher in der Nähe des Sonnenrandes als in der Mitte der Sonnenscheibe sichtbar sind. Sie sind sehr beweglich und treten besonders in der Nähe der Flecke auf und haben einen Zusammenhang mit den Protuberanzen.

Durch Anwendung einer sehr starken Dispersion des Lichtes kann man, wie es zuerst mit den Protuberanzen geschah, alles andere Licht abblenden als dasjenige, welches von einer bestimmten Wellenlänge ist, welche sich durch ihr starkes Hervortreten auszeichnet. So z. B. geben

die Protuberanzen einige Wasserstofflinien, *C*, *F* und *h*, ebenso wie die Heliumlinie (vgl. Tab. II, 3) sehr kräftig, sonst sehr wenig Licht. Jede Protuberanz giebt, durch ein Prisma betrachtet, ein Bild für jede Wasserstofflinie. Durch Abblenden des anderen Lichtes, als z. B. der Linie *C*, kann man folglich eine Abbildung von den Sonnenprotuberanzen erhalten. Dasselbe Prinzip haben Deslandres und Hale auf Gebilden auf der Sonnenscheibe verwendet. Durch Einstellung auf die Calciumlinien *H* oder *K* erhielt Hale Sonnenphotographien von Gebilden, die Calciumlicht ausstrahlen, und welche sehr grosse Ähnlichkeit mit den Fackeln besitzen. Deslandres bestreitet aber ihre Identität mit den Fackeln. Bei ähnlichen Aufnahmen kann man nur sehr kleine Partieen der Sonnenoberfläche gleichzeitig photographieren, weshalb man zur Darstellung eines solchen Sonnenbildes etwa hundert Einzelaufnahmen bedarf. Da die Helligkeit der Fackeln am Sonnenrande gegen diejenige der Oberfläche viel stärker als an der Mitte hervortritt, so beweist dies, dass die Strahlung der Fackeln relativ wenig von den obenliegenden Schichten beeinflusst wird. Mit anderen Worten, sie liegen höher als die Granulation der Sonnenoberfläche, welche sonst die Hauptstrahlung aussendet. Jewell und Mohler fanden auch die Wellenlänge der Heliumlinien in den Fackeln kürzer als nebenan an der Sonnenoberfläche, was entweder eine aufsteigende Bewegung oder wahrscheinlicher einen niedrigeren Druck in den Fackeln andeutet. Am Sonnenrand gelangt, zeigen sich auch die Fackeln bisweilen als deutliche Erhebungen.

Die Fackeln und besonders die Granulation geben den überwiegenden Hauptteil des Sonnenlichtes und werden deshalb Photosphäre genannt.

Flecke. Das auffallendste Gebilde auf der Sonnenfläche besteht aus den Flecken (vgl. Fig. 32), welche bisweilen so gross sind, dass sie mit dem blossen Auge beobachtet werden können. So z. B. nahm ein Sonnenfleck am 13. Februar 1892 nicht weniger als 3,5 Tausendstel der ganzen Sonnenoberfläche auf. Noch viel grösser war ein Fleck im Jahre 1858, welcher 28 Tausendstel der Sonnenfläche aufnahm. Da die Sonnenscheibe etwa 12000 mal grösser als der grösste Durchschnitt der Erde ist, ersieht man, dass die Flecke bisweilen bis hundertemal grösser als der Durchschnitt der Erde sind.

Die Sonnenflecke bestehen aus einem mittleren dunklen Kern, Umbra oder Schatten genannt, umgeben von einer mehr oder weniger breiten sogenannten Penumbra oder Halbschatten, die eine strahlige Structur aufweist. Die relative Helligkeit dieser Teile ist etwa 0,05 und 0,25, wenn diejenige der Photosphäre gleich 1 gesetzt wird. Dieses Verhältnis

ist nicht gleich auf der ganzen Oberfläche, indem zum Rand hinaus die Helligkeit der Flecke relativ zu den umliegenden Teilen zunimmt, was darauf hindeutet, dass die strahlenden Teile der Flecke hauptsächlich über der Photosphäre liegen. Die Fäden, aus welchen die Penumbra besteht, erscheinen häufig heller an ihren inneren Enden und lösen sich da bisweilen zu Lichtkörnern auf. Ein Fleck entsteht gewöhnlicherweise durch Erweiterung von einer Pore oder Zusammenschmelzen von mehreren an Stellen, wo eine lebhafte Fackelbildung eine gewisse Unruhe der Sonnenmaterie andeutet. Sie kommen

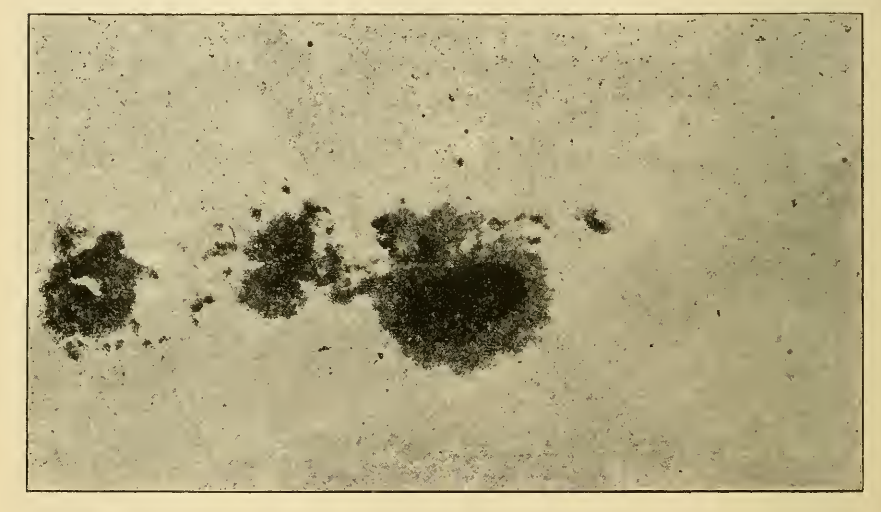


Fig. 32. Gruppe von Flecken.

meist in Gruppen vor. Ein grosser Fleck wird häufig von mehreren kleinen umgeben, welche wenig oder nur einseitig ausgebildete oder gar keine Halbschatten besitzen. Bisweilen bilden die Fäden der Penumbra helle Brücken quer über den Fleck, die dann entweder wieder verschwinden oder bestehen bleiben, in welchem Fall der Fleck in zwei geteilt wird. Diese Teile scheinen oft voneinander abgestossen zu werden, wie überhaupt häufig eine Art Abstossung zwischen naheliegenden Flecken zu wirken scheint.

Die Flecke sind meist von Fackeln umgeben und bisweilen sieht man in ihrer Umgebung fackelartige Erscheinungen von ungewöhnlich starkem Glanz plötzlich hervorbrechen, sich mit grosser Geschwindigkeit bewegen, um nachher zu verschwinden. So z. B. sahen Carrington und Hodgson am 1. September 1859 zwei sichelartige Fackeln von

etwa 13000 km Länge und 300 km Breite am Rande eines Fleckes hervorbrechen. Sie standen etwa 20000 km voneinander und bewegten sich über den Fleck hinweg in parallelen Bahnen. In 5 Minuten, während welcher Zeit sie 50000 km durchlaufen hatten, verschwanden sie. Ihre Helligkeit wurde sechsmal so hoch geschätzt, wie diejenige der Photosphäre.

Bisweilen, aber selten, sind die Fasern des Halbschattens nicht radiell zum Fleckenmittelpunkte angeordnet, sondern liegen schräg, was auf eine drehende Bewegung des Fleckes hinzudeuten scheint. Dieser Umstand wurde von Faye zur Erklärung der Erscheinungen auf der Sonnenoberfläche benutzt, indem er glaubte, die Flecke wären cyklonenartige Erscheinungen.

Die Flecke wandern allmählich von dem Ost- nach dem Westrande der Sonne, woraus man zuerst auf eine Rotationszeit der Sonne geschlossen hat. Nachdem der Fleck am Sonnenrande untergetaucht ist, erscheint er wieder auf der anderen Seite nach einer halben Umdrehung der Sonne (die synodische Umdrehungszeit beträgt etwa 27 Tage). So kann er wieder eine Umdrehung mitmachen u. s. w. Für gewöhnlich ändert er stark die Form während seiner Existenzzeit, die im Mittel 2 bis 3 Monate beträgt. Einige Flecke dauern nur einige Stunden, andere einige Tage, und man hat solche beobachtet von $1\frac{1}{2}$ Jahren Dauer (1840—1841).

Die Wilsonsche Fleckentheorie. Die Flecke ändern ihr Aussehen bei ihrem scheinbaren Gang über die Sonnenscheibe nicht nur durch Verschiebungen ihrer verschiedenen Teile, sondern auch zufolge perspektivischer Gründe. Wenn nämlich ein Fleck an der Sonnenmitte kreisförmig erscheint, so besitzt er am Sonnenrand ein elliptisches in der Äquatorialrichtung stark verkürztes Aussehen. Dabei sah Wilson, dass in der Mehrzahl der Fälle der Halbschatten auf der dem Beobachter näheren Seite des Fleckes in der Nähe des Sonnenrandes entweder verschwand oder wenigstens viel schmäler aussah als der Halbschatten auf der entfernteren Seite. Ganz am Sonnenrande erschienen ihm die grösseren Flecke als dunkle Ausschnitte im hellen Sonnenrande. Dieser Umstand wurde so gedeutet, dass ein Fleck als eine Vertiefung anzusehen ist, an dessen Boden die Umbra liegt, und dessen Seiten konisch abfallen und den Halbschatten ausmachen. In einigen Fällen verhielt sich der Fleck in umgekehrter Weise, was also darauf hindeuten sollte, dass der betreffende Fleck vielleicht als eine Erhebung zu betrachten wäre. Es ist nun kein Zweifel, dass in vielen Fällen der Halbschatten auf

beiden Seiten eines Fleckes, der nahe der Sonnenmitte steht, sehr verschieden breit ist. Um also die Frage zu entscheiden, ob die Flecke als Vertiefungen anzusehen sind, müsste man eine Art Statistik über das Aussehen dieser Objekte in der Nähe des Sonnenrandes machen. Eine solche Statistik wurde von De la Rue, Stewart und Loewy für 600 Flecke beschafft. 75 Proz. der Fälle waren für die Wilsonsche Ansicht günstig, 12 ungünstig, der Rest unentschieden.

Jedoch ist diese Frage in neuester Zeit wieder aufgenommen worden, und zwar ist man in den meisten Fällen zu Schlüssen gekommen, die für die Wilsonsche Theorie ungünstig sind. So fand z. B. Sidgreaves in Stonyhurst, dass unter 171 Sonnenflecken 42 für, 121 gegen die Wilsonsche Theorie sprachen, während 8 unentschieden waren. Auf der anderen Seite fand Riccò in Catania ein für die Wilsonsche Theorie günstiges Resultat, indem von 185 untersuchten Sonnenflecken 131 der Theorie günstig, 18 ungünstig, und die übrigen 36 nicht entscheidend ausfielen. Die jetzt vorherrschende Ansicht dürfte diejenige sein, dass die ruhigen, grossen, nahezu kreisförmigen, Flecke als Vertiefungen anzusehen sind, während die anderen häufig als Erhebungen hervortreten. In der That hat Riccò unter mehr als 3000 Flecken nur die 185 runden ausgesucht. Auch Frost, Howlett, Evershed u. a. schliessen sich nicht der Wilsonschen Ansicht an.

Die ersten Entdecker der Flecke waren Fabricius, Scheiner und Galilei. Scheiner hielt sie zuerst für kleine Planeten, die an der Sonnenscheibe vorbei passierten, aber später schloss er sich der allgemeinen Ansicht an, dass die Flecke wirklich auf der Sonne selbst gelegen seien, und er bestimmte aus ihrer Bewegung die Lage der Rotationsachse und die Umdrehungszeit der Sonne mit sehr grosser Genauigkeit. Später kam die oben angeführte Wilsonsche Theorie, welche von Herschel gestützt wurde und allgemeine Anerkennung fand. Secchi gab ihr die moderne Form, nach welcher ein Fleck als eine Einsenkung in der Photosphäre zu betrachten ist, durch welche die Produkte vorhergegangener Eruptionen wieder in den Sonnenkörper hineinfallen, indem sie grosse Wolken von stark absorbierenden kühleren Dämpfen bilden. Am Platze des Fleckes sollte demnach zuerst eine kurzdauernde Eruption stattfinden. Die dadurch in die Höhe geschleuderten Substanzen sollten eine kurze Zeit in den höheren Schichten schweben und sich abkühlen, um danach auf die Photosphäre hinunterzufallen und den eigentlichen Fleck zu bilden. In der That muss man

zur Erklärung der beobachteten Strömungen eine starke Abkühlung der äusseren Schichten zufolge der Ausstrahlung annehmen.

Das Spektrum der Sonnenflecke zeigt viele Eigentümlichkeiten. Die dunklen Fraunhoferschen Linien, welche dem Sonnenlichte eigentümlich sind, finden sich auch im Fleckenspektrum zum grössten Teil wieder. Einige von ihnen fehlen aber, andere sind neugekommen, wie die charakteristische Linie D_3, welche dem Helium entspricht (s. Fig. 33). (In den Figg. 33 und 34 ist der Spalt des Spektroskopes mit seiner Mitte auf einen Fleck eingerichtet, während sein oberer und unterer Teil auf die Photosphäre eingestellt ist. Man erhält infolgedessen das Spektrum des Fleckes umgeben von einem oberen und einem unteren Spektrum der Photosphäre.) Andere Linien, wie die Natriumlinien D_1 und D_2, sind stark verbreitert und umgekehrt, d. h. in der Mitte der breiten dunklen Linie erscheint eine schmale helle Linie. Einige Linien zwischen den Fraunhoferschen Linien A und B oder C und D sind zu Bändern ausgezogen (vgl. Fig. 34), welches auf Vorkommen von

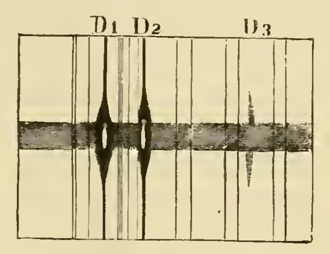


Fig. 33. Umkehrung der *D*-Linien in Sonnenflecken.

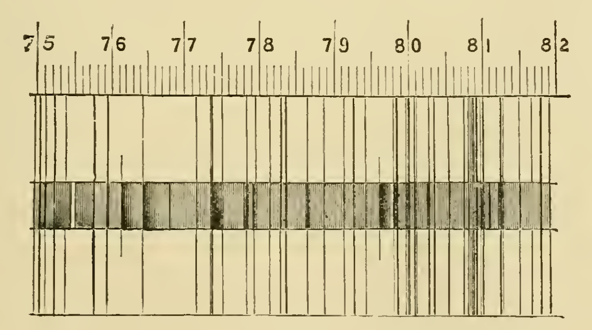


Fig. 34. Teil des Sonnenfleckenspektrums zwischen *C* und *D*.

chemischen Verbindungen in den Fleckengasen hindeutet. Die dem Calcium angehörigen Linien H und K, welche schon in den Protuberanzen und der Chromosphäre (vgl. weiter unten) und in den Fackeln für gewöhnlich doppelt umgekehrt vorkommen, d. h. als zwei durch einen dunklen Streifen getrennte helle Linien auf dunklem Grund erscheinen, kommen auch in den Flecken, aber nur als einfach verdoppelt, vor. Das Spektrum ist in der Nähe dieser Linien (äusserstes Violett) sehr

wenig leuchtend. Wenn die Flecke zum Sonnenrand gelangen, erscheint die Penumbra nicht als die Umbra, was wohl der Fall sein würde, wenn der Fleck eine Einsenkung in der Photosphäre wäre, welche zufolge der Absorption der darin gelegenen (relativ) kühlen Gase entstände. Auch der oben erwähnte Umstand, dass die Sonnenflecke beinahe ebenso stark am Sonnenrande strahlen, wie in der Mitte der Sonnenscheibe, sowie die Beobachtungen über das Aussehen des Halbschattens mancher Flecke deutet an, dass sie eher als Erhebungen zu betrachten sind.

Die Umkehrung der Spektrallinien. Um diese Frage, die jetzt das höchste Interesse in Anspruch nimmt, zu diskutieren, untersuchen wir näher, was die Umkehrungen der Linien wohl bedeuten. Eine schmale helle Linie entsteht, wenn ein Gas in dünner Schicht leuchtet. Wird die Schicht dichter oder dicker, so verbreitert sich die Linie und der ganze Hintergrund fängt an mit einem schwachen kontinuierlichen Licht zu leuchten. Die scharfen Linien des gewöhnlichen Sonnenspektrums deuten an, dass die absorbierende Schicht relativ geringe Mengen von jedem absorbierenden Gas über der strahlenden photosphärischen Schicht enthält, die aus wolkenartigen Bildungen von flüssiger oder fester Form (vielleicht Kohle) bestehen. Die Fackeln oder die photosphärischen Wolken, welche viel heller als der gasförmige Hintergrund leuchten, entsprechen etwa einem Platindraht, der in einer Bunsenflamme glüht. Obgleich dieser keineswegs heisser ist als die Flamme (sondern umgekehrt), leuchtet er viel mehr als diese. Aber auf der anderen Seite unterscheidet sich dieser Fall von demjenigen der Sonne, indem die strahlende Gasschicht in diesem als unendlich dick, bei der Flamme aber als sehr dünn anzusehen ist. Wenn man nun mehrere schwach absorbierende und lichtaussendende Schichten hintereinander verlegt, so strahlt das Licht von den hinten gelegenen Flammen durch die vor ihnen stehenden, die nur wenig absorbieren. Nimmt man eine genügende Anzahl von Schichten, so wird die Strahlung aller zusammen sich derjenigen eines absolut schwarzen Körpers nähern. Das heisst, der Platindraht sollte in einer unendlich dicken Bunsenflamme nicht leuchten, sondern eher, da er nicht absolut schwarz ist, dunkel gegen den Hintergrund sich ausnehmen.

Diese Verhältnisse gelten, wenn überall in dem leuchtenden Gas eine einheitliche Temperatur herrscht. In diesem Fall können nie dunkle, sondern nur helle Linien entstehen, die um so breiter werden, je mächtiger die strahlenden Schichten sind. Ganz anders liegen die Umstände, wenn eine kühlere Schicht desselben Gases zwischen der Lichtquelle

und dem beobachtenden Auge liegt. Das kühlere Gas sendet bedeutend weniger Licht aus, als das wärmere, indem die Ausstrahlung eines „schwarzen“ Körpers bei einer gegebenen Wellenlänge nach Paschens u. a. Untersuchungen etwa exponentiell mit steigender Temperatur zunimmt. Dagegen ist die Absorptionsfähigkeit, soweit man bisher weiss, relativ sehr wenig mit der Temperatur veränderlich. Eine relativ kühle und genügend dicke Schicht eines Gases kann daher die Strahlung von bestimmter Wellenlänge einer dahinter stehenden wärmeren Gasmasse, oder eines anderen Körpers, so gut wie vollkommen absorbieren, ohne selbst eine merkliche Lichtmenge auszusenden. Den einfachsten Fall bildet ein kaltes Gas (unter 500°), welches nach dem Draperschen Gesetz keine merkliche Licht-, sondern nur Wärmestrahlung aussendet, dagegen stark absorbierend wirken kann (z. B. Jod- oder Natriumdämpfe). In der Sonne liegen nun Gasschichten von sehr verschiedener Temperatur übereinander gelagert. Ob eine bestimmte Lichtart in überwiegender Menge (verglichen mit den benachbarten Teilen des kontinuierlichen Spektrums) von diesem Gaskomplex emittiert oder absorbiert wird, hängt von dem Temperaturgefälle und dem Konzentrationsgefälle, sowie von dem Absorptionskoefficienten des Gases ab. Wenn dieser letzte sehr gering ist, so dass nur sehr tiefe und dichte Schichten zur Strahlung beitragen, wie dies der Fall ist mit dem äussersten Saum bei den verbreiterten Linien, so erhält man einen Lichteindruck und das so entstandene Licht bildet wohl den hellen Boden des relativ schwachen Fleckenspektrums. Bei etwas stärkeren Absorptionskoefficienten dagegen gewinnen die äusseren kühlen Schichten an Bedeutung, und man erhält ein Absorptionsband. Bei noch grösseren Absorptionskoefficienten, wo also die hinteren Schichten immer mehr an Bedeutung einbüssen, kann es, wenn das strahlende Gas nicht zu den relativ kältesten Schichten der Sonnenatmosphäre sich erstreckt, vorkommen, dass der wirklich strahlenden Schicht eine annähernd konstante Temperatur zugeschrieben werden kann, d. h. wir erhalten wiederum einen Lichteindruck. Dieser Fall entspricht den umgekehrten Linien, wo auf dem hellen Hintergrund ein dunkles Band liegt, welches in der Mitte einer hellleuchtenden Linie Platz giebt. Dieses Spiel kann sich wiederholen, sodass die mittlere helle Linie wiederum von einer schwarzen Linie entzwei geschnitten wird. In diesem Falle muss aber der Absorptionskoefficient kolossal gross sein, sodass die verschwindenden Mengen in der äussersten Sonnenatmosphäre doch eine Rolle spielen. Dass dabei nicht immer eine sehr dicke Schicht nötig ist, sondern vielmehr ein grosser

Absorptionskoefficient und ein sehr starker Temperaturfall genügen, ersieht man daraus, dass das Na-Spektrum im Flammenbogen bisweilen „doppelt umgekehrt“ erscheint.

Die Natur der Flecke. Die Spektra der Flecke und der umgebenden Fackeln bieten Beispiele dieser verschiedenen Erscheinungen. Das Helium, welches nur in den äussersten Schichten der Sonne vorzukommen scheint, giebt bei jenen eine dunkle Linie, Wasserstoff, Calcium (*H*- und *K*-Linie) und Natrium, welche hoch in der Sonnenatmosphäre, aber auch in tieferen Schichten, vorkommen, geben sehr häufig umgekehrte Linien, ebenso bisweilen das Magnesium. Die Linien des Eisens und Titans, sowie die schwächeren Linien des Calciums, welche einer geringeren Absorption entsprechen, zeigen starke Verbreiterungen. Viele Linien, welche im gewöhnlichen Sonnenspektrum vorkommen, sind im Fleckenspektrum sehr stark geschwächt und rühren vielleicht von reflektiertem, sogenanntem „falschen“ Licht her.

Alle diese Umstände deuten an, dass die Flecke von hinuntersinkenden Gasströmungen in den äusseren Schichten der Sonne herrühren, welche beim Hinunterfallen sich sehr stark erwärmen und die stark leuchtenden photosphärischen Wolken, welche der Granulation entsprechen, auflösen. Genau in derselben Weise lösen sich die Wolken unserer Atmosphäre in hinuntersinkenden Luftströmungen (bei den barometrischen Maximis) auf. Man wird also bei den Flecken sehr dicke, aussen kühle und innen sehr heisse Schichten von den Gasen, die sonst in der Chromosphäre und der sogenannten umkehrenden Schicht (vgl. weiter unten), d. h. den äusseren Teilen der Sonnenatmosphäre, vorkommen, vor sich haben. Die Abwesenheit von strahlenden festen oder flüssigen Körpern verursacht die geringe Lichtintensität der Fleckenstrahlung. Da die Strahlung der inneren Gasschichten von den viel kühleren äusseren absorbiert wird, so gelangen die meisten Wärmestrahlen zu uns von den obersten kühlen Schichten dieser Gasmasse. Diese Strahlung von hochliegenden Teilen wird nicht in so hohem Maasse bei der Annäherung zum Sonnenrand geschwächt, wie diejenige der niedriger liegenden wärmeren photosphärischen Wolken, deren Licht am Sonnenrand eine viel dickere kühle Gasschicht als in der Sonnenmitte passieren müssen.

Die in Auflösung befindlichen geschwächten Teile der Photosphäre bilden den Halbschatten, welcher zufolge der abwärts gerichteten Gasströmung, an deren Rande sie liegen, eine strahlige Struktur erhalten. Die Penumbra liegt deshalb in vielen Fällen nur unbedeutend tiefer

als die Photosphäre, da schon eine unbedeutende Senkung genug Wärme zur Auflösung produciert. Um die Flecke herum steigen die Gase wieder in die Höhe, starke Kondensationen und Wolkenbildungen finden statt, wodurch die Strahlung stark erhöht wird. Dies ist für die Fackeln charakteristisch. Bei diesen kommen doppelte Umkehrungen der Linien mit den allergrössten Absorptionskoefficienten (die *H*- und *K*-Linie) vor.

Die Flecke sind infolgedessen gewissermaassen Vertiefungen oder vielmehr Löcher in der photosphärischen Wolkenschicht. Riccò versuchte die Tiefe dieser Löcher in der Weise zu ermitteln, dass er die scheinbare Breite ihrer Wände, d. h. der Halbschatten, und der Bodenteile, d. h. der Schatten, am Rande und in der Mitte der Sonne maass. Aus diesen Messungen schätzte er die Höhe der Wände zu einem Sechstel (im Mittel) von der Breite des Bodens. Die hauptsächliche Strahlung gelangt zu uns aus den höheren Schichten des Fleckes, aber auch die tieferen Schichten nehmen etwas teil daran, wie die Bänder zwischen *A* und *D* zeigen (vgl. weiter unten).

Bisweilen, aber relativ selten, bemerkt man in den Linien des Fleckenspektrums Verzerrungen, die auf relative Bewegungen der Gasmassen hindeuten. Diese Verzerrungen sind, wie zu erwarten steht, gewöhnlicher am Rand des Fleckes als in seiner Mitte. Dabei verschieben sich bisweilen einige Linien, während andere, die für andere Körper charakteristisch sind, richtig stehen. Dies giebt einen Fingerzeig, dass die Bewegung sich nicht über alle Schichten der Flecke erstreckt, indem die verschiedenen Körper in ihrer Hauptmasse verschieden tief liegen.

Bei der doppelten Umkehrung der *H*- und *K*-Linien in den Fackeln hat man bemerkt, dass die innerste dunkle Linie nach Roth verschoben ist. Dies würde bedeuten, dass die höchsten Gasschichten bei den Fackeln auch in einer niedersinkenden Bewegung begriffen sind, wie die Fleckengase im allgemeinen, während der leuchtende Hauptteil der Fackeln sich in aufsteigender Bewegung befindet. Danach würde das hinuntersinkende Gasgebiet einen trichterförmigen Vertikaldurchschnitt besitzen (vgl. Fig. 35), was wohl von der stark zunehmenden Dichte nach unten bedingt wird. Bisweilen bemerkt man in der Nähe der Flecke gewaltige Ausbrüche von Gasen, besonders von Wasserstoff, welche wahrscheinlicherweise von derselben Art, wie die Protuberanzausbrüche sind. Einen solchen Ausbruch einer Wasserstoffmasse von 200000 km Länge und 30000 km Breite aus der Grenze des Halbschattens beschreibt Young.

Die Chromosphäre und die Protuberanzen. Ausserhalb des eigentlichen leuchtenden Teils der Sonne liegen ausgedehnte Gasmassen, welche wegen ihrer geringen Dichte und relativ niedrigen Temperatur, obgleich sie Licht aussenden, neben dem ausserordentlich starken Licht der Photosphäre für gewöhnlich nicht sichtbar sind. Diese Teile sah man erst bei Sonnenfinsternissen. Unmittelbar über der Photosphäre liegt eine relativ dünne Schicht von rosenroter Farbe, die Chromosphäre, welche plötzlich aufblitzt, wenn der Mond den äussersten Rand der Photosphäre bedeckt, und die kurze Zeit dauert, bis der Mond auch den Rand der Chromosphäre überdeckt. Man hat aus dieser Dauer die Tiefe dieser Schicht zu etwa 10″—12″ (zu je 720 km) berechnet.

Aus diesem Lichtmeer erheben sich sogenannte Protuberanzen von derselben Farbe, die sich häufig von der Chromosphäre loslösen und als Wolken schweben. Bisweilen sind diese Gebilde blasser, weisslicher gefärbt. Sie wurden zuerst von einem schwedischen Gymnasiallehrer Vassenius (1733) erwähnt, und haben besonders seit Mitte des neunzehnten Jahrhunderts grosse Aufmerksamkeit erregt. Ausserhalb dieser liegt die Corona, welche mit einem aluminium- oder perlenweissen Licht von strahliger Struktur, an das Nordlicht erinnernd, sich sehr weit, 2—3 Sonnendurchmesser oder mehr, mit immer abnehmender Intensität hinausstreckt. Die Corona war schon im Altertum bekannt. Auch die Chromosphäre scheint eigentümlicherweise vor den Protuberanzen (1706 von Capitän Stannyan) entdeckt worden zu sein.

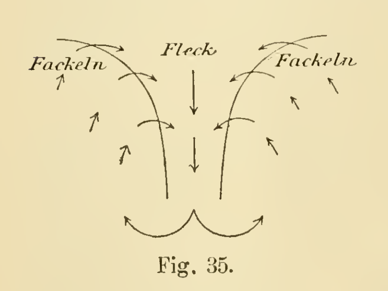


Fig. 35.

Erst glaubte man, dass diese Erscheinungen mit dem Monde in Zusammenhang stünden, aber später, besonders nach der Einführung der Photographie und des Spektroskopes zur Untersuchung dieser Gebilde, wurde ihre Zugehörigkeit zum Sonnenkörper unzweifelhaft.

Schon nach der ersten Sonnenfinsternis, bei welcher das Spektroskop benutzt wurde, bemerkte Janssen nach Ende der Verfinsterung, dass die hellen Linien im Protuberanzlicht auch ohne Verdeckung der Sonnenscheibe sichtbar sind. Zu demselben Resultat war Lockyer durch theoretische Betrachtungen gelangt, und es war nachdem unzweifelhaft, dass die Protuberanzen bei weit geöffnetem Spalt sichtbar sein würden. Dabei wurde zum ersten Male dasselbe Prinzip benutzt,

welches Hale und Deslandres später für die Untersuchung von Objekten auf der Sonnenscheibe verwendeten. Dieses Prinzip beruht, wie wir oben gesehen haben, darauf, dass ein Gegenstand, welcher einige wenige Lichtarten aussendet und wegen starker Beleuchtung durch andere Lichtarten in der Umgebung nicht sichtbar ist, deutlich sich hervorhebt, sobald man das fremde Licht abschwächt. Dies geschieht am einfachsten durch starke spektrale Zerlegung des störenden Lichtes und Abblendung der fremden Lichtarten. Als Spektroskope verwendet man sowohl Prismensätze als auch Gitter. Man hat versucht, dieselbe Methode auf die Corona zu verwenden, ist aber nicht zu gutem Erfolg gelangt, weil das Coronalicht hauptsächlich kontinuierlich ist.

Die erste gelungene Aufnahme einer Protuberanz mit weit geöffnetem Spalt rührt von Huggins her. Für gewöhnlich verwendet man dazu das Licht der Wasserstofflinie C oder der Calciumlinien H und K, die letzteren besonders beim Photographieren von Protuberanzen.

Spektroskopie der Sonne. Die Sonnenlinien (Taf. II, 8) geben uns einen Aufschluss darüber, welche Stoffe in der Sonnenatmosphäre vorkommen. Die wichtigsten Sonnenlinien entsprechen folgenden chemischen Elementen:

	C	656,3 $\mu\mu$	Wasserstoff
	D_1	589,6	Natrium
	D_2	589,0	
	E	527,0	Calcium
b	b_1	518,4	Magnesium
	b_2	517,3	Magnesium
	b_3	516,9	Magnesium und Eisen
	F	486,1	Wasserstoff
	G_1	434,0	Wasserstoff
	G	430,8	Eisen und Calcium
	h	410,2	Wasserstoff
	H	396,9	Calcium
	K	393,4	

Die Linien A (759,4 $\mu\mu$), a (718,6 $\mu\mu$) und B (686,7 $\mu\mu$) gehören der irdischen Atmosphäre an (vgl. Taf. II, 7). Auf der Sonne in dem Licht der Photosphäre sind alle irdischen Elemente, mit Ausnahme der Metalloïde Stickstoff, Chlor, Brom, Jod, Fluor, Schwefel, Selen, Tellur, Phosphor, Arsen und Bor, Argon und die anderen neuen Elemente der Luft, sowie

der Metalle Antimon, Wismuth, Gold, Platin, Iridium, Osmium, Thallium, Quecksilber und einige seltene Metalle, wiedergefunden worden.

Bis in der letzten Zeit war es zweifelhaft, ob Kohle und Sauerstoff, diese auf der Erde so wichtigen Körper, auf der Sonne vorkommen. Man suchte dieselben sehr eifrig und glaubte mehrere Mal ihre Anwesenheit im Sonnenkörper nachgewiesen zu haben, erst in jüngster Zeit scheint dies mit grosser Sicherheit, besonders für Kohlenstoff, gelungen zu sein. Einige Forscher glauben sogar, dass Kohlenstoff eine bedeutende Rolle in den Wolken der Photosphäre spielt.

Sehr auffallend ist der Umstand, dass die meisten Metalloïde — zu diesen kann man auch Antimon und Wismuth zählen — nicht auf der Sonne aufgefunden sind. Es ist aber doch kein Zweifel, dass diese Elemente, welche auf der Erde teilweise eine sehr wichtige Rolle spielen, wie z. B. Stickstoff, Chlor, Fluor und Schwefel, auch in der Sonne vorkommen. Diese Stoffe geben aber nur mit Schwierigkeit ein Spektrum, wenn sie nicht elektrischen Entladungen ausgesetzt werden, und es ist höchst wahrscheinlich, dass sie zwar in glühender Form in der Sonne anwesend sind, aber doch nur ein so schwaches Licht aussenden, dass sie uns im Sonnenspektrum entgehen. Weiter ist es auffallend, dass unter den Metallen, wenn man von einigen sehr seltenen absieht, die wahrscheinlicherweise in zu geringer Menge auf der Sonne vorhanden sind, um da wahrgenommen zu werden, nur einige mit sehr hohem Atomgewicht fehlen. Von den Elementen mit Atomgewicht über 180 fehlen nämlich alle, ausser Blei und Uran, darunter Gold und die Platinmetalle mit hohem Atomgewicht, Quecksilber und Thallium. Von diesen sind Gold, Platin und Quecksilber nicht so selten, dass man sie deshalb nicht erwarten könnte, da Rowland doch so äusserst seltene Elemente, wie Scandium und Germanium, in der Sonne nachgewiesen hat. Es verhält sich aber so, dass in einer Gasmasse, welche mehrere Gase enthält, die schweren, d. h. diejenigen mit hohem Molekulargewicht, das für Metalle wahrscheinlicherweise mit dem Atomgewicht zusammenfällt, sich nach unten konzentrieren. Diese Konzentration muss auf der Sonne, wo die Schwere ausserordentlich viel kräftiger als auf der Erde wirkt, und wo die vertikalen Abstände, verglichen mit denjenigen auf der Erde riesig sind, ungeheuer ausgeprägt sein. Es ist demnach zu vermuten, dass die schwersten Metalle in den tiefsten Schichten der Sonne konzentriert sind. Andererseits sind die leichtesten Elemente, sofern sie leicht ein Spektrum ergeben, wie Wasser-

stoff, Helium, (Lithium), Natrium, Magnesium, Calcium in den allerhöchsten Schichten der Sonne in grosser Menge nachgewiesen.

Gerade diese Elemente sind nun am stärksten in der Chromosphäre vertreten. Nach der photographischen Aufnahme von Evershed während der Sonnenfinsternis 1898 (vgl. Fig. 36) sind die Linien der etwa $8'' = 5700$ km dicken Chromosphäre, deren tiefster Teil die etwa $1{,}5'' = 1100$ km dicke sogenannte umkehrende Schicht (weil darin die hauptsächliche Absorption stattfindet) bildet, ziemlich genau dieselben, wie die dunklen Sonnenlinien, nur sind sie im Gegensatz zu diesen hell. Auffallend ist das Vorkommen der Heliumlinie (587,49 $\mu\mu$) in der Chromosphäre, während sie nicht als dunkle Linie in dem Sonnenlicht vorkommt. Dasselbe ist der Fall mit der Coronalinie (531,59 $\mu\mu$). Die wichtigsten Linien der Chromosphäre gehören den Elementen Wasserstoff, Helium, Calcium, Strontium, Baryum, Eisen, Magnesium, Natrium, Mangan, Chrom, Aluminium, Nickel (?) und Titan. Eigentümlich erscheint das Vorkommen von Strontium und besonders Baryum (mit den Atomgewichten 87 und 137), obgleich sie relativ schwere Elemente sind. Dies rührt

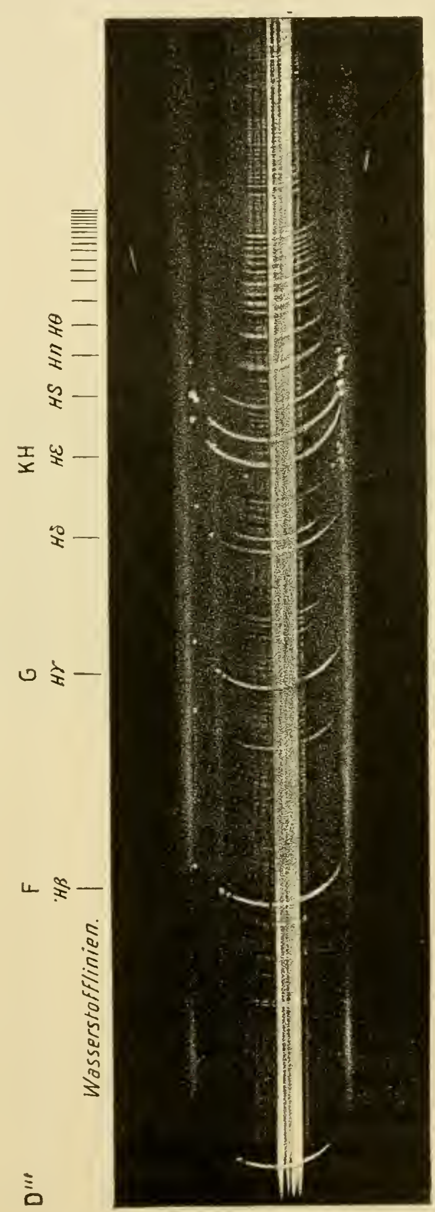


Fig. 36. Spektrophotographie der Chromosphäre. Aufnahme ohne Spektroskopspalt, wobei die halbkreisförmige Chromosphäre, während der Verdeckung der eigentlichen Sonnenscheibe durch den Mond, als Spalt dient. D''' ist die Heliumlinie. Die Wasserstofflinien sind besonders markiert.

aber ohne Zweifel davon her, dass sie äusserst leicht Spektra geben (sogar in der Bunsenflamme). In gleicher Weise erklärt sich das Vorkommen des Calciums in den Protuberanzenlinien. Oberhalb der umkehrenden Schicht kommen in normalen Fällen nur Wasserstoff, Helium, (Coronium) und Calcium vor. Die Eisenmetalle und das mit ihnen vorkommende Titan spielen auch eine grosse Rolle in der Sonnenatmosphäre. Sie scheinen auch die verbreitetsten Elemente zu sein, wie ihr Vorkommen in den Meteoriten zeigt. Die Linien der starke Spektra gebenden Metalle, Natrium und Magnesium sind in der Chromosphäre bisweilen doppelt umgekehrt. Auffallend ist das Fehlen des Kaliums, welches, obgleich es nicht eine so grosse Rolle wie Natrium in der Natur zu spielen scheint, doch sehr verbreitet ist, und als Alkalimetall ein kräftiges Spektrum bei niederer Temperatur giebt.

Das Spektrum der Protuberanzen unterscheidet sich in vielen Fällen, nämlich bei den sogenannten metallischen oder eruptiven Protuberanzen, nur wenig von demjenigen der Chromosphäre. Diese Art von Protuberanzen tritt gewöhnlich in der Nähe der Flecke auf und kommt nie an den Polen vor. Sie enthalten, ausser den Bestandteilen der gewöhnlichen sogenannten Wasserstoffprotuberanzen, sehr viele metallische Dämpfe, wie von Natrium, Magnesium, Calcium, Baryum, Eisen, Titan, Chrom und Mangan. Diese Metalldämpfe kommen eigentlich nur an der Basis der Protuberanzen vor; je höhere Punkte der Protuberanz man beobachtet, desto seltener sind die Metalllinien, und an ihrer Spitze sieht man für gewöhnlich nur die Linien des Wasserstoffs, Heliums, Coroniums und die Calciumlinien *H* und *K*.

Die metallischen Protuberanzen (Fig. 38). Diese metallischen Protuberanzen zeigen eine so rasche Formänderung (vgl. Fig. 38 a—c), welche auf ausserordentlich schnelle Bewegungen zurückzuführen ist, dass man an ihrer realen Existenz zu zweifeln sich berechtigt glaubte. So z. B. sah der bekannte Solarphysiker Tacchini am 16. November 1892 eine Protuberanz, deren Höhe über der Sonnenoberfläche um 9^h 131,8″, um $1^h 35^m$ 534,3″ betrug. Um $12^h 35^m$ löste sie sich von der Sonnenfläche, um 1^h war ihr unterer Rand 62,5″ um $1^h 19^m$ 208″ vom Sonnenrand entfernt. Um $1^h 35^m$ bewölkte sich der Himmel und wurde erst um $3^h 49^m$ wieder hell. Die Protuberanz war dann verschwunden. Wenn man bedenkt, dass eine Bogensekunde, 1″, einer Entfernung von 720 km entspricht, versteht man, um wie enorme Strecken die Protuberanzenmaterie sich in kurzer Zeit verschoben hat. Die maximale Höhengeschwindigkeit wurde um $1^h 32^m$ beobachtet und erreichte 248 km pr. Sek. Tacchini spricht deshalb die Vermutung aus, dass vielleicht das ganze als eine Explosionswelle

zu betrachten wäre. In der Sonnenatmosphäre sollten explosive Gasgemische vorkommen, die plötzlich entflammten, und das gerade brennende Gebiet erschiene als Protuberanz. Man hätte danach, im Gegensatz zu unseren Erfahrungen an irdischen Explosivstoffen, anzunehmen, dass die Entflammungstemperatur dieser Gasgemische weit über 1000° C. läge. Die genannte Ansicht ist auch deshalb unhaltbar, weil dergleichen Verschiebungen in Richtung der Sichtlinie sich durch eine unerhört starke Verzerrung der Spektrallinien kundgeben. Und man hat keinen Anlass zu vermuten, dass die Fortpflanzung einer Explosionswelle zu solchen Verzerrungen Anlass geben würde. So z. B. beobachtete Young in Sherman am 3. August 1872 eine Protuberanz, deren Enden (vgl. Fig. 37) sich mit Geschwindigkeiten von 370 resp. 410 km pro Sekunde bewegten, das eine von der Erde weg, das andere gegen sie hin. Diese Bewegung war an den Wasserstofflinien und den

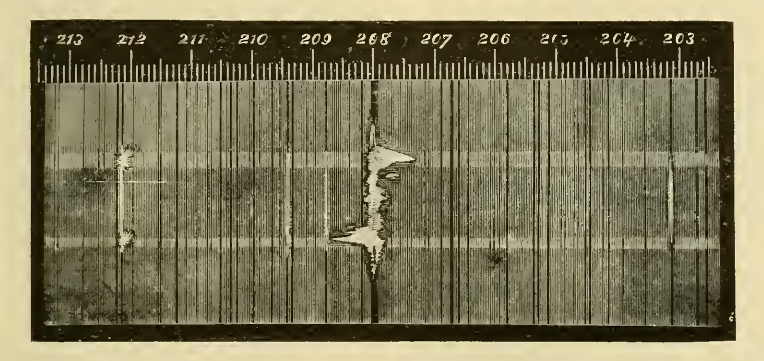


Fig. 37. Linienverschiebung (der Wasserstofflinie F) einer Protuberanz, deren beide Enden heftige Verschiebungen erleiden.

Calciumlinien H und K ersichtlich, dagegen zeigten die zu derselben Protuberanz gehörigen Magnesium- und Natriumlinien keine nennenswerte Bewegung an. Es waren also nur die äussersten, dünnsten, Teile der Protuberanz, welche diese kolossale Massenverschiebungen anzeigten. Die Linien des Baryums und des Coroniums zeigten gar keine Bewegung an. Das Baryum kommt in noch dichteren Teilen als Magnesium und Natrium vor, wie durch das hohe Atomgewicht (Ba = 137, gegen Na = 23 und Mg = 24) wahrscheinlich gemacht wird. Das Coronium, d. h. der unbekannte Körper, welcher dem Coronaspektrum den Charakter giebt, gehörte wahrscheinlicherweise nicht der Protuberanz, sondern der ausserhalb liegenden Corona.

Ein paar andere Beispiele von einem der fleissigsten Protuberanzen-

forscher, Fényi in Kalocsa (Ungarn) mögen zur Erläuterung dieser interessanten Frage angeführt werden. Am 19. September 1893 beobachtete er eine Protuberanz, die um $2^h, 21^m$ 368″, 7,3 Minuten später 497″, hoch war, welches einer mittleren Geschwindigkeit von 212 km pro Sek. entspricht. Ihre stärkste Bewegung in der Sichtlinie war 300 km pro Sek., also von derselben Grössenordnung. Am folgenden Morgen um $8^h, 55^m$ schoss eine Protuberanz aus der Sonnenoberfläche heraus, welche 12 Minuten später eine Höhe von 486″, entsprechend einer mittleren Geschwindigkeit (senkrecht zur Sichtlinie) von 488 km pro Sek., erreichte, um in den folgenden 8 Minuten bis zu 691″ zu steigen. Ihre stärkste Bewegung in Richtung der Sichtlinie war 250 km von der Erde weg. Noch viel grösser war die Geschwindigkeit einer von demselben Forscher beobachteten Protuberanz vom 15. Juli 1895, indem die spektroskopisch gemessene Geschwindigkeit in der Sichtlinie 859 km pro Sek. betrug. Eine andere Protuberanz lag am 30. September 1895 als eine breite Erhebung von 22 Graden Ausdehnung (= $^1/_{16}$ des Sonnenumkreises) an dem östlichen Rande der Sonne. Sie erhob sich später plötzlich zu einer Höhe von 688″ (= 500000 km) mit einer maximalen Geschwindigkeit von 842 km pro Sek. Sie löste sich danach schnell auf.

Einige Forscher wollen in den Protuberanzen nur Schlieren sehen, welche zufolge von eigentümlichen Dichteverhältnissen in der Sonnenatmosphäre entstehen. Diese Ansicht ist eine Folgerung aus der Schmidtschen Sonnentheorie. Man müsste aber dann, um die Verschiebungen der Protuberanzlinien zu erklären, annehmen, dass im Innern des Sonnenkörpers, von wo das Licht zu diesen Schlieren reflektiert wird, solche gewaltsame Massenbewegungen, wie die beobachteten, vorsichgehen. Dadurch wird die Schwierigkeit nicht nur nicht entfernt, sondern vermehrt. Denn die inneren Massen sind Millionen mal dichter als die Gase am Aussenrand der Protuberanzen, so dass die für eine Bewegung mit gegebener Geschwindigkeit auf der Sonne nötige Energie viel grösser wird, wenn die Bewegung im Innern der Sonne als in der ausserordentlich dünnen, dem leeren Raum nahe kommenden Coronamasse, sich abspielt. Weiter ist die innere Reibung, welche alle Bewegungen hemmt, in dem Innern der Sonne wegen der grossen Hitze und Dichte kolossal gross, so dass man die Beweglichkeit der inneren Sonnengase mit derjenigen von Honig oder Theer (nach Young) verglichen hat. Dagegen ist die Reibung in der verdünnten Coronamaterie relativ gering. Es wäre auch schwer zu verstehen, warum nur die äussersten Teile (die leichtesten Gase) an den heftigen Bewegungen teil-

nehmen sollten, wenn die Beleuchtung aus dem Innern käme, und warum die Protuberanzen nur an ihrer Grenze gegen die Chromosphäre das Licht von Metallgasen (ausser *H* und *K*) aufweisen sollten. Es ist also wohl unumgänglich, die kolossalen Geschwindigkeiten bei den Protuberanzen als reell anzusehen. Sie werden einigermaassen verständlich durch den ausser-



Fig. 38 a. Protuberanz 25. Juli 1872. $2^h,15^m$.



Fig. 38 d. Degenförmige Protuberanzen.



Fig. 38 b. Dieselbe Protuberanz $2^h,45^m$.



Fig. 38 e. Garbenförmige Protuberanzen.

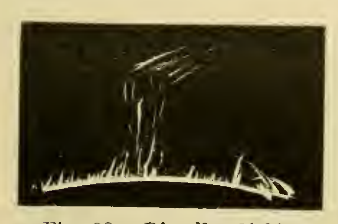


Fig. 38 c. Dieselbe $3^h,30^m$.



Fig 38 f. Wasserstrahlförmige Protuberanzen.

Fig. 38. Metallische Protuberanzen (nach Young). Maasstab 1 cm = 66000 km.

ordentlich geringen Druck in den Aussenteilen (vielleicht dem Druck von 0,001 mm Quecksilber entsprechend), durch das geringe spezifische Gewicht der strömenden Gase (hauptsächlich Wasserstoff und Helium), durch die ausserordentlich geringe Reibung bei der Ausströmung in den nahezu leeren Raum und durch die hohe molekulare Energie (Temperatur) dieser Gasmassen. Einigermaassen ähnliche Bedingungen können wir

bei Strömungen auf der Erde nicht realisieren. Es möge nur darauf hingewiesen werden, dass in unserer Atmosphäre die Geschwindigkeiten der Luftströmungen um so bedeutender werden, je weiter entfernt von der Erdoberfläche dieselben stattfinden.

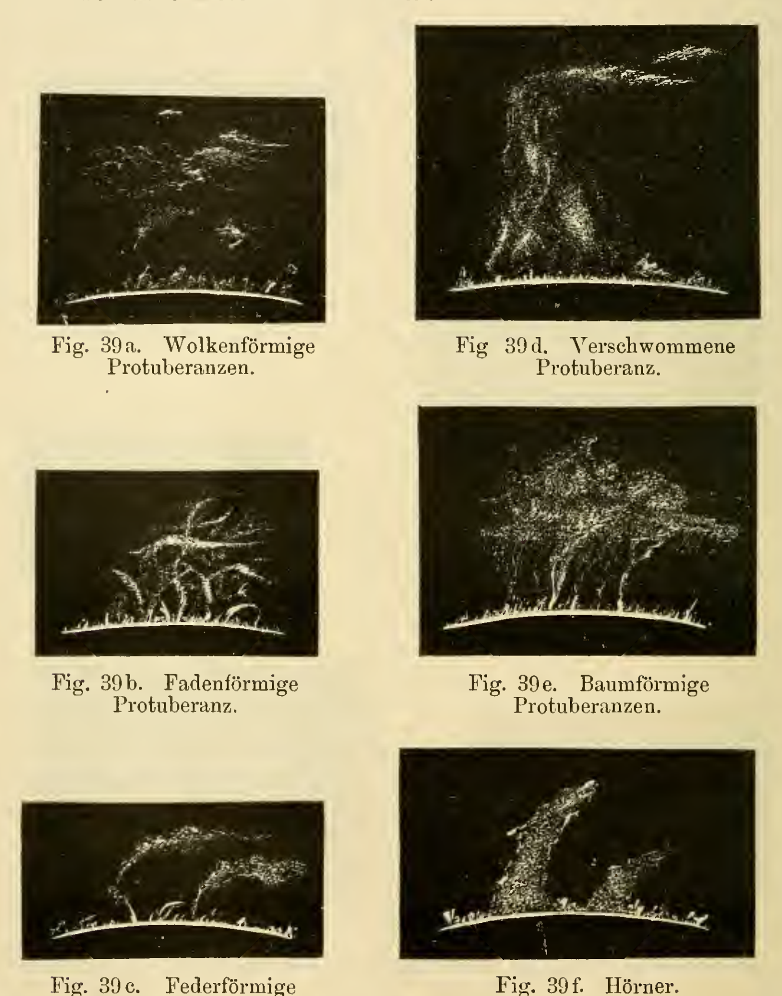


Fig. 39a. Wolkenförmige Protuberanzen.

Fig 39d. Verschwommene Protuberanz.

Fig. 39b. Fadenförmige Protuberanz.

Fig. 39e. Baumförmige Protuberanzen.

Fig. 39c. Federförmige Protuberanzen.

Fig. 39f. Hörner.

Fig. 39. Ruhende Protuberanzen (nach Young). Maassstab 1 cm = 50000 km

Die Formen dieser höchst interessanten Erscheinungen entsprechen gänzlich der kolossalen Unruhe in ihren Massen (vgl. Fig. 38). Bisweilen gleichen sie zugespitzten Strahlen, die mit Heftigkeit auseinanderspritzen. In anderen Fällen ähneln sie parabolischen Wasserstrahlen, aus Röhren,

die schräg nach oben gerichtet sind. Nicht selten rollen sich die oberen Teile zu horizontalen Wirbeln zusammen, die den Windungen am Kapitäl einer jonischen Säule ähneln. In anderen Fällen sind die fadenförmigen Elemente der Protuberanz umeinander gezwirnt. In wiederum anderen Fällen bilden sie mächtige Garben von Flammen.

Ruhende Protuberanzen. Die ruhenden Protuberanzen (vgl. Fig. 39) kommen auf der Sonnenoberfläche in allen Gegenden vor. Sie können ebenso hoch liegen, wie die vorhin erwähnten, aber zeigen eine relativ grosse Beständigkeit, so dass sie bisweilen, wie man in der Nähe der Sonnenpole beobachten kann, während einer ganzen Umdrehung der Sonne bestehen bleiben. Sie gleichen meistens Wolken, die in der Sonnenatmosphäre schweben, oder Rauchmassen von einem Schornstein, indem sie an der Basis schmal, oben ausgespreizt sind. Bisweilen ist die Basis breiter, in welchem Fall man sie hörnerförmig nennt. Sie enthalten hauptsächlich Wasserstoff und Helium und zeigen auch die Linien *H* und *K*. Bisweilen verirren sich Spuren von Natrium und Magnesium sogar zu den höheren Teilen dieser Wolken.

Die Protuberanzen sind im Mittel etwa 50″ hoch, zwei Drittel derselben erreichen 40″, ein Viertel 60″. Einige gehen, wie obige Beispiele zeigen, zu kolossalen Höhen. So beobachtete Langley (7. Okt. 1880) eine Protuberanz von nicht weniger als 780″ Höhe, d. h. beinahe der Länge des halben Sonnendurchmessers. Die Höhe der höchst gehenden Protuberanzen verändert sich etwas mit der Zeit und hat dieselbe Periode wie die Sonnenflecken. So z. B. war die maximale Höhe dieser Gebilde nach Fényi in den Jahren:

1886	212″	1891	358″	1896	406″
1887	165″	1892	531″	1897	196″
1888	158″	1893	691″	1898	197″
1889	203″	1894	661″		
1890	323″	1895	688″		

Im Jahre 1893 trat ein Sonnenfleckenmaximum, 1888 ein Sonnenfleckenminimum ein. Zufolge dieses Umstandes wird auch die mittlere Höhe der Protuberanzen in sonnenfleckenreichen Jahren grösser als gewöhnlich. So war sie nach Fényi 1893 70″. Erhebungen von 15″—20″ über der Sonnenoberfläche werden nicht zu den Protuberanzen gezählt. Diese geringeren Gaseruptionen kommen in solcher Menge vor, dass einige Forscher die Sonnenoberfläche mit einem Grasbett verglichen haben, worin die Grasblätter den Gasausströmungen entsprechen sollten. Diese

an und für sich mächtigen Ausbrüche — sie können ja eine Höhe von 14000 km erreichen — bilden einen charakteristischen Hauptteil der Chromosphäre.

Man glaubt häufig bemerkt zu haben, dass diametral gegenüber der Ausbruchsstelle einer auffallenden Protuberanz eine starke Protuberanzthätigkeit sich entwickelt. Dies sollte darauf hindeuten, dass die protuberanzenbildenden Kräfte diametral durch den Sonnenkörper wirken, was jedenfalls sehr unwahrscheinlich ist. Im Gegenteil scheint die Zusammensetzung der Protuberanzen anzudeuten, dass die in ihnen



Fig. 40. Corona von 1867 (nach Grosch).

vorkommenden Stoffe nur den höchsten Schichten der Photosphäre entnommen sind.

Die Corona. Wie gesagt, strahlen von allen Seiten der Sonne eigentümliche Lichtbüschel hinaus, welche die Corona bilden. Diese Strahlung hat in der Nähe des Sonnenrandes eine intensive Helligkeit, doch nicht so gross, wie die rotgefärbten Protuberanzen, welche durch die Corona durchleuchten. Dieses innere hell strahlende Licht bildet einen Ring von 3—4 Minuten Durchmesser, welcher gegen das äussere schwächere Licht ziemlich scharf begrenzt ist. Man unterscheidet deshalb die innere und die äussere Corona. Die letztere erstreckt sich häufig sehr weit hinaus, besonders in der Äquatorialgegend. Bisweilen erreichen die Lichtströmungen der äusseren Corona eine Länge von drei- bis viermal der Länge des Sonnendurchmessers. Das gesamte Coronalicht ist gemessen worden, es wurde gleich der Lichtstärke von 3½ Amylacetatlampen in 1 m Entfernung geschätzt (1893). Wahrscheinlicherweise ist es ziemlich verschieden stark in verschiedenen Jahren. Lockyer

hat die Ansicht ausgesprochen, dass das Licht der Corona bei Sonnenfleckenminima bedeutend stärker wäre als bei Sonnenfleckenmaxima. Andere Beobachter teilen seine Meinung nicht. So z. B. soll nach den meisten Beobachtern die Corona im Jahre 1878 (vgl. Fig. 43) viel schwächer gewesen sein als 1869. Im Jahre 1878 war ein Minimum-, 1869 nahezu ein Maximumjahr der Sonnenflecke. Häufig sind die Strahlungen schwächer an den Polen und dem Äquator als an anderen Stellen der Sonne ausgebildet, so dass die Corona eine viereckige Form erhält



Fig. 41: Corona von 1871 (nach Foenander).

(vgl. Figg. 43, 44 und 45); dies trifft besonders in sonnenfleckenreichen Jahren ein. Gewöhnlicherweise kommen in der Corona Einschnitte vor, welche sich bis zum Sonnenrand erstrecken. Sie beruhen nicht auf Schatten, denn sie sind häufig etwas gekrümmt. Die innere Corona ist an den Polen bedeutend, am Äquator ein wenig dünner als an anderen Stellen der Sonne. Auch die äussere Corona ist für gewöhnlich an den Polen schwächer entwickelt als an anderen Stellen. Sie erstreckt sich sehr weit hinaus. In älteren Zeiten konnte man dieselbe nicht photogra-

phieren, sondern nur zeichnen. Diese Zeichnungen, die, nach allem zu urteilen, sehr viel Subjektives einschliessen, zeigen in Jahren von wenig Sonnenflecken eine sehr grosse Ausdehnung in der Nähe des Äquators (1867, vgl. Fig. 40). In Jahren mit einer mittleren Zahl von Sonnenflecken liegen sie nicht gerade am Äquator, sondern entsprechen mehr der viereckigen Form (1878, vgl. Fig. 43). In jüngster Zeit (22. Januar 1898) ist es Herrn Maunder gelungen, eine solche Corona zu photo-



Fig. 42. Corona von 1871 (Photographie von Davis).

graphieren (Fig. 45), in welchem Fall ein Strahl eine Länge von etwa 6 Sonnendurchmessern erreichte. Die zwei auf der entgegengesetzten Seite gelegenen Strahlen waren etwa 4 Sonnendurchmesser lang und lagen etwa 24° N. und S. vom Äquator. Der vierte Strahl, von 3 Sonnendurchmessern Länge, lag etwa ebenso weit vom Nordpol der Sonne. Zur Zeit der Sonnenfleckenmaxima scheint die Strömung in der Corona mehr gleichmässig verteilt zu sein, wie die Zeichnung von Secchi und die Photographien von der Sonnenfinsternis 1871 (vgl. Figg. 41 und 42) zeigen. Nach Pickering war die strahlige Struktur der Corona im

Sonnenfleckenjahr 1893 nicht so stark ausgedehnt, wie in den Minimajahren 1878 und 1889.

Spektrum der Corona. Das Spektrum der Corona zeigt sehr viele Eigentümlichkeiten. Die äussersten Teile der Corona geben kontinuierliches Licht mit den Absorptionslinien der Sonne (besonders *D*, *b* und *F*), bestehen folglich aus reflektierenden festen (oder flüssigen) Partikelchen, was damit übereinstimmt, dass das Coronalicht teilweise polarisiert ist.

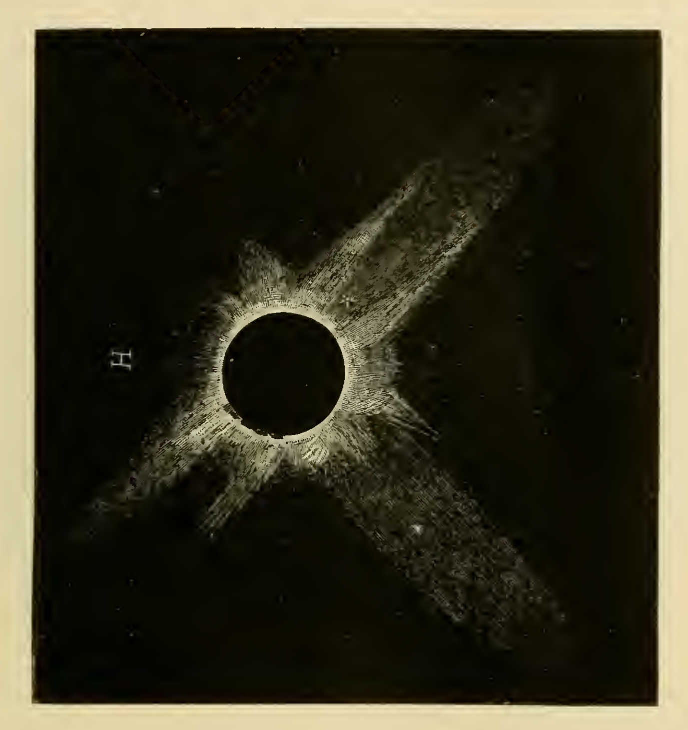


Fig. 43. (Corona von 1878 (Kombination aus verschiedenen Zeichnungen).

Die inneren Teile der Corona geben ausserdem Gaslinien, worunter die bekannte Coronalinie ($\lambda = 531{,}59$ $\mu\mu$) die interessanteste ist. Man hielt diese Linie anfangs für dem Eisen zugehörig, weil eine Eisenlinie ganz nahe (bei 531,6 $\mu\mu$) liegt. Man fand es aber sonderbar, dass Eisengase so hoch hinauf in der Sonnenatmosphäre vorkommen sollten. Eine nähere Prüfung zeigte indes, dass diese Linie keiner bekannten irdischen Substanz angehört. Zwar ist in letzter Zeit von Nasini, Anderlini und Salvatori angegeben worden, dass man diese Linie im Spektrum von Gasen, die aus den Solfataren bei Puzzuoli ausströmen, angetroffen

hat. Diese Angabe scheint sich später nicht bestätigt zu haben. Die Substanz, welche dieses Licht ausstrahlt, ist vermutlich viel leichter als Wasserstoff, nachdem sie in höheren Schichten (bis 20′ vom Sonnenrand) vorkommt als dieser Körper (der nur bis etwa 10′ hinaufreicht). Diese beiden Gase sind gleichmässig in der inneren Corona verteilt,

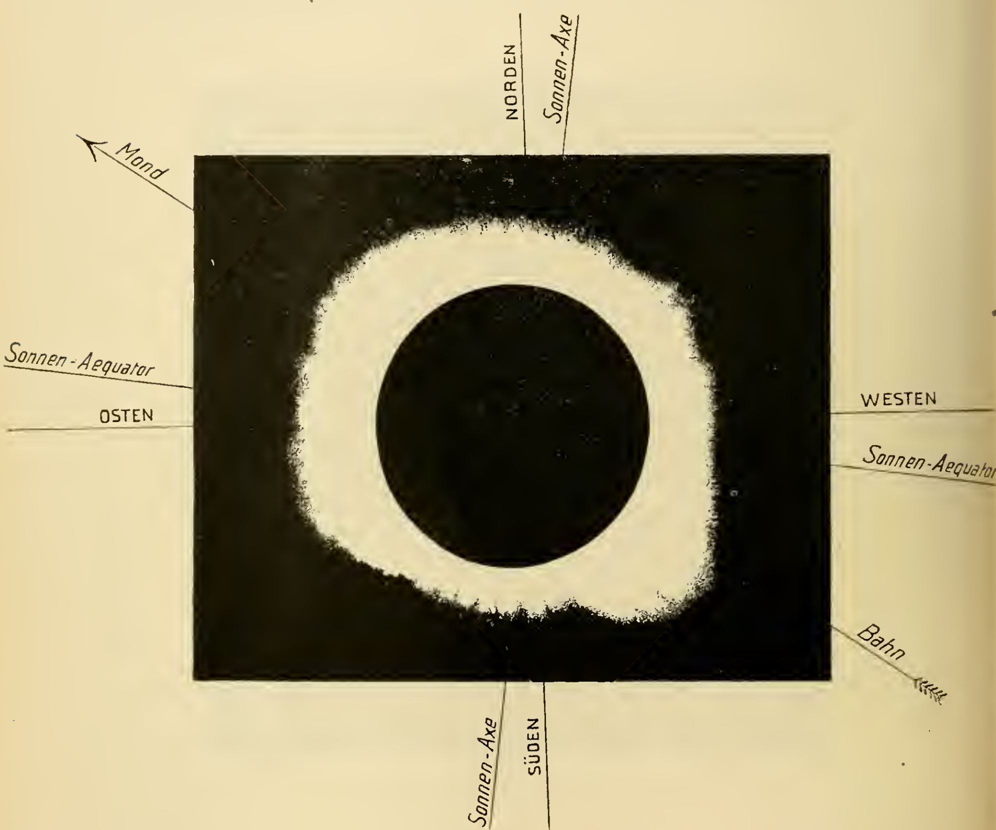


Fig. 44. Sonnencorona (hauptsächlich innere) von 1898 nach Photographie. Der Scheitelpunkt liegt nach rechts unten in der Richtung der Mondbahn.

indem sie auch da ebenso hell strahlen, wo Einschnitte in den Lichtströmungen vorkommen. In nächster Nähe der Chromosphäre übertreffen die Wasserstofflinien die Coronalinie bedeutend an Helligkeit.

Die Coronalinie, welche man einem hypothetischen Stoff Coronium zuschreibt, kommt als dunkle Linie im Sonnenspektrum vor und wurde auf Kirchhoffs Skala beim Strich 1474 eingezeichnet, weshalb sie häufig die Bezeichnung 1474 K. trägt. In dem Chromosphärenlicht wird

sie als dunkle oder helle Linie je nach den Umständen gesehen. In dem Chromosphärenspektrum war die Linie als dunkle Linie von Lockyer sogar einige Wochen früher beobachtet worden, als sie in der Corona entdeckt wurde (1869). In dieser Hinsicht unterscheidet sich das Coronium von dem Helium, welches (in dicker Schicht) in den Sonnenflecken eine dunkle Linie giebt und sonst nur als helle Linie im Chromosphären- und Protuberanzenlicht vorkommt.

Ausser diesen Linien des Coroniums und des Wasserstoffs kommen auch einige andere Linien im Grüngelben bisweilen in der Corona vor, die von Young als zweifelhaft bezeichnet wurden, eine andere Linie $\lambda = 398,7$ im Violett soll so normal vorkommen, dass sie zum Photo-

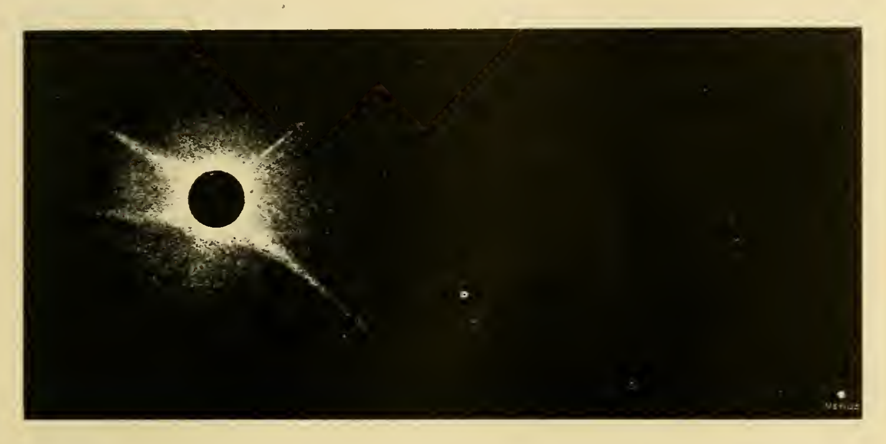


Fig. 45. Sonnencorona (äussere) von 1898 nach Photographie von Maunder.

graphieren der Corona und Beobachtung ihrer Bewegungen vorgeschlagen wurde. In sonnenfleckenarmen Jahren ist die Coroniumlinie sehr schwach ausgeprägt, so z. B. wurde sie im Jahre 1878 von vielen Beobachtern nicht gesehen. Im Spektrum der Coronastrahlen hat Tacchini Linien gefunden, welche er dem Kohlenstoff zugehörig hielt.

Die Natur der Corona. Man hat in älteren Zeiten häufig geglaubt, eine Veränderung der Corona, d. h. eine Bewegung senkrecht zur Sichtlinie während kurzer Zeit (einer Finsternis), bemerkt zu haben. Diese Beobachtungen werden nicht durch die Photographien gestützt; auf diesen macht die Corona den Eindruck von Ruhe. Zwar hat Deslandres 1893 aus der Verschiebung der Spektrallinien von beiden Seiten der Corona geschlossen, dass sie mit dem Sonnenkörper rotiert (mit Geschwindigkeiten, die bis 7 km pro Sek. erreichen können).

Leider hat man nur bei totalen Sonnenfinsternissen Gelegenheit, die Corona zu beobachten. Diese treffen nur etwa alle zwei Jahre ein, und häufig wird man dann von Wolken (wie auf den meisten Stationen 1896) gestört. Deshalb können wir uns nicht wundern in vielen Fällen ganz widersprechende Angaben über das Aussehen der Corona zu finden, besonders betreffs der mystischen Strahlung der äusseren Corona, welche erst in 1898 von Maunder in ihrer ganzen Ausdehnung photographiert wurde. Jedoch scheint so viel sichergestellt zu sein, dass die längsten Strahlen mit Vorliebe in den Gegenden auftreten, wo die Flecken vorkommen. In jüngster Zeit, besonders bei der Finsternis 1896 (Nordenmark und Backlund) hat man die grösste Ausdehnung der Corona über Gegenden wahrgenommen, wo am Sonnenrande starke Protuberanzen vorkamen. Auch in älteren Photographien und Zeichnungen sieht man häufig Andeutungen, dass die kräftigsten Coronastrahlen über protuberanzreichen Gegenden stehen. 1898 konnte man aber nach Evershed keinen Zusammenhang zwischen Corona und Chromosphäre, bezw. Protuberanzen, finden, ebensowenig 1900.

Die häufig und besonders an den Sonnenpolen etwas gekrümmte Form der Coronastrahlen (vgl. Figg. 40 u. 42) erinnert einigermaassen an die Form von magnetischen Kraftlinien. Man hat daraus, und besonders aus dem Umstande, dass die Sonne auf den magnetischen Zustand der Erde einen sehr ausgeprägten Einfluss ausübt, geschlossen, die Sonne sei ein kolossaler Magnet, welcher (elektrische) Strömungen im Magnetfelde nach den Kraftlinien orientiere, ebensowie die Kraftlinien des erdmagnetischen Feldes den Nordlichtstrahlen Richtung geben. Die Vergleichung der späteren Coronaphotographien mit den Linien eines Magnetfeldes um zwei Pole fällt nicht für diese Betrachtungsweise günstig aus. Ausserdem verlieren irdische magnetische Stoffe bei höheren Temperaturen (Eisen, Nickel und Kobalt bei Weissglut) ihre magnetischen Eigenschaften. Wie sollten denn magnetische Körper bei der ausserordentlich viel höheren Temperatur der Sonne bestehen können? Der Magnetismus soll ja auf einer fixierten Lage der Molekeln beruhen; je höher die Temperatur steigt, desto schwerer wird es den Molekeln bei ihren kolossal zunehmenden Bewegungen eine fixierte Lage innezuhalten.

Man sieht häufig von Solarforschern die Ansicht ausgesprochen, dass die Corona sehr an die Kometenschweife und an das Nordlicht erinnere. Die hauptsächliche radiale Richtung der Coronastrahlen deutet, wie diejenige der Kometenschweife, auf eine abstossende Wirkung der Sonne hin, welche zu sehr viel Nachdenken Anlass gab. Mangels anderer

bekannter Kräfte hat man an eine elektrische Abstossung geglaubt, die zwischen den Staubpartikelchen in den Coronastrahlen und der Sonne stattfände, welche demnach mit der gleichen Art von Elektricität geladen sein sollten.

Man braucht indessen nicht diesen Ausweg zu wählen. Die Maxwellsche Elektricitätstheorie verlangt, und Lebedew hat neuerdings experimentell nachgewiesen, dass die Strahlung wie ein Druck wirkt, welche der Intensität der Strahlung proportional ist. Diese ist nun viel (46518 mal) grösser in der Nähe der Sonne (an der Oberfläche) als auf der Erde. Folglich könnte es wohl möglich sein, dass die Sonnenstrahlung daselbst ihre hinwegstossende Eigenschaft zum Vorschein brächte. In der That findet man, dass ein kugelförmiger schwarzer Tropfen von der Dichte des Wassers über der Sonne gerade schweben würde, zufolge der Gleichheit der Lichtabstossung und der Schwere, wenn sein Durchmesser 1,5 μ betrüge. Der entsprechende Durchmesser bei einem anderen specifischen Gewicht ist, wie leicht einzusehen, diesem umgekehrt proportional, z. B. für das specifische Gewicht 2,5 (gewöhnliche Bergarten) 600 $\mu\mu$ und für Tropfen vom specifischen Gewicht 6,88 (Eisen) 220 $\mu\mu$. Schwarze Tröpfchen mit grösserem Durchmesser fallen auf die Sonne zurück, solche mit geringerem Durchmesser werden dagegen ins Unendliche abgestossen.

Diese Abstossung geschieht proportional der Lichtstärke, d. h. wenn man von der durch die im Raum schwebenden Partikelchen verursachten Schwächung der Lichtstrahlung absieht, nach demselben Gesetz wie die Schwerenwirkung oder umgekehrt proportional dem Quadrat der Entfernung. Mit anderen Worten, die Körper, welche sich in der Nähe der Sonne befinden, verhalten sich, als hätten sie einen Teil ihrer Masse verloren, und zwar sphärische Körper vom spec. Gew. 1 und nicht zu unbedeutenden Dimensionen, so viel Masse, wie eine Schicht von etwa 250 $\mu\mu$ Dicke. Die Erde verliert folglich durch die Sonnenstrahlung so viel an Anziehung, wie wenn sie etwa $250:5,5 = 45$ $\mu\mu$ kleineren Radius hätte, was natürlich absolut unmerklich ist. Bei sehr kleinen Körperteilchen dagegen überwiegt die Abstossung, so dass man sie behandeln kann, als hätten sie negative Masse.

Der Druck und die Dichte in der Sonne. Wie unerhört gering die Masse der Corona ist, kann man daraus ersehen, dass mehrere Male Kometen tief durch die innere Corona gegangen sind, ohne dass sie merklich zurückgehalten wurden. So, um ein Beispiel anzuführen, ging der grosse Komet von 1843 dicht bei der Sonne vorbei in einem

Abstand von 3—4 Minuten, lief folglich durch die dickeren Schichten der Corona, ohne die geringste merkliche Störung zu erleiden. Damit möge verglichen werden, dass die Sternschnuppen, die mit einer Geschwindigkeit von 40—60 km in die Erdatmosphäre hineintreten, schon in einer Höhe von etwa 100 km ihre Bewegung gänzlich einbüssen und in Gas und Staub verwandelt werden. Da der Druck in dieser Höhe etwa 0,01 mm beträgt, so dürfte der Druck in 3—4 Min. Höhe über der Sonne nicht mehr als höchstens die Grösse eines tausendstel Millimeters erreichen. Man hat guten Grund, anzunehmen, dass an der Basis der Corona der Druck höchstens etwa 1 mm (vgl. weiter unten) Quecksilber beträgt. Nach Frosts Schätzung sinkt (in Fällen von sogenanntem adiabatischen Gleichgewicht) der Druck über der Sonne auf die Hälfte, wenn man 104 km in die Höhe steigt. Dies entspricht für eine Sekunde (= 720 km) einer Abnahme im Verhältnis 1 : 128 und für eine Minute 1 : 10^{126}, eine ganz unfassbar geringe Zahl. Danach dürfte es eher zu verwundern sein, dass die Coronasubstanz so dicht sein kann, dass sie noch in 10′—20′ Entfernung von der Sonne sichtbares Licht abgiebt. Dies kann nur in der Weise verständlich sein, dass heftige aufsteigende Gasströme über der Sonne Platz finden. Dies stimmt auch damit überein, dass in den (fleckenlosen) Ruhezeiten der Sonne das Coronium sich nicht kundgiebt (z. B. 1878). Bei dieser Berechnung sind die festen rauchartigen Partikelchen nicht mitgezählt. Diese besitzen teilweise zufolge der Sonnenstrahlung ein negatives Gewicht, und können folglich zum Hinausbefördern von Gasen dienen. Wegen der intensiven Beleuchtung können diese Staubkörner sich auch dann kundgeben, wenn sie sehr spärlich vorkommen, z. B. ein Staubkörnchen im Kubikkilometer (Newcomb). Es ist also sehr wohl möglich, dass Himmelskörper, welche die Corona durchwandern, keine Spur von Störung zeigen, trotzdem die Corona ein ziemlich starkes Licht zurückwirft.

Wegen der starken Bewegungen der Teile der Chromosphäre hat man allen Anlass, einen nicht allzu hohen Druck in den oberen Teilen dieser Gasschicht anzunehmen, Lord Kelvin schätzt ihn zu etwa 1 mm Quecksilber, was wahrscheinlich zu hoch ist.

Den Druck in dem untersten Teil der Chromosphäre, d. h. der umkehrenden Schicht, hat Jewell mit Hilfe der Verschiebung der Spektrallinien bestimmt und dabei Werte von im Mittel etwa 5 Atmosphären gefunden (vgl. oben S. 31). Wegen der zunehmenden Dichtigkeit nimmt der Druck in diesen Teilen der Sonnenatmosphäre anfangs viel schneller zu als in den höher liegenden. Die Zunahme der Temperatur, und näher

dem Mittelpunkte die Abnahme der Gravitation (zufolge der Einflusslosigkeit der äusseren Schichten), ebenso wie die Abweichung der Gase von dem Boyleschen Gesetz bei hohen Drucken verhindern eine Zunahme des Druckes nach einem Exponentialgesetz wie in den oberen Teilen. Lord Kelvin berechnet den Druck im Mittelpunkt zu 40.10^9, Ekholm zu 14.10^9 Atmosphären. Wir können folglich sagen, dass der Druck im Mittelpunkte der Sonne vermutlich die Grössenordnung 10^{10} Atmosphären erreicht.

Bei diesem hohen Druck muss die Dichte ziemlich gross werden, obgleich der Gaszustand herrscht. In der umkehrenden Schicht herrscht ein Druck von etwa 5 Atmosphären. Setzt man nun das mittlere Molekulargewicht der Gase in dieser Schicht gleich dem Atomgewichte des Eisens, was bei der vorwiegenden Rolle dieses Metalles recht nahe zutreffen mag, so erreicht die Dichte daselbst bei einer Temperatur (vgl. unten) von etwa 7000° C., nur etwa ein halbes Tausendstel derjenigen des Wassers, während sie im Mittel für den Sonnenkörper 1,4 beträgt. Zufolge der Konzentration der schwereren Bestandteile nach dem Innern der Sonne dürfte die Dichte etwas mit der Tiefe zunehmen, aber kaum den Wert 10 im Mittelpunkte erreichen. Lord Kelvins Wert 30,9 dürfte bedeutend zu hoch sein, weil er bei seiner Berechnung die Giltigkeit des Boyleschen Gesetzes voraussetzt.

Rotation der Sonne. Wie schon vorhin erwähnt, bewegen sich die Flecke über die Sonnenscheibe von Osten nach Westen. Man hat schon frühzeitig angenommen, dass dies von einer wirklichen Drehung der ganzen Sonne herrührt, denn die Bewegung geschieht sehr gleichmässig. Scheiner berechnete schon aus dieser Erscheinung die siderische Umdrehungszeit der Sonne zu etwa 25 Tagen, woraus die synodische Umdrehungszeit auf etwa 27 Tage kommt. Die verschiedenen Flecke gehen nicht gleich schnell und bewegen sich auch etwas in der Richtung des Meridians, so dass man ein Mittel aus sehr vielen Beobachtungen nehmen muss, um ein zuverlässiges Resultat zu erhalten. Aus den Beobachtungen von Carrington und Spörer über die Bewegungen der Flecke geht eine mittlere Rotationszeit der Sonne von 25,3 Tagen hervor.

Carrington, der wohl diese Fleckenbewegung genauer als irgend einer seiner Vorgänger untersucht hat, fand das eigentümliche Verhältnis, dass die Winkelgeschwindigkeit der Flecke um so geringer ist, je weiter sie vom Pole entfernt liegen. In der Nähe des Äquators wird die „siderische“ Rotationszeit der Sonne 25 Tage, 20° vom Äquator erreicht sie

25,75 Tage, 30° davon 26,5 und 45° davon 27,5 Tage. Die Flecke sind nun hauptsächlich in den Sonnenbreiten 10°—35° vertreten, folglich kann man aus der Bewegung derselben nicht viel über die Umdrehungsgeschwindigkeit der Sonne in anderen Entfernungen vom Äquator schliessen. Carrington stellte die Formel auf:

$$X = 865' - 165' \sin^{7/4} B,$$

worin X die Bogenlänge in Minuten bedeutet, welche ein Fleck in der Breite B Grad vom Sonnenäquator in einem Tag beschreibt. Für $B = 0$, d. h. für den Sonnenäquator erhält man den Wert $X = 865' = 14{,}41^0$, d. h. die Umdrehungszeit (siderische) der Sonne wird in diesem Falle $360^0 : 14{,}41^0 = 24{,}98$ oder rund 25 Tage. Die Beobachtungen von Carrington sind in späterer Zeit durch Spörer, Young, Tacchini u. a. aufs beste bestätigt worden.

Um die Rotationszeit der Sonne in anderen Breiten kennen zu lernen, hat Dunér die Bewegung der Photosphäre (eigentlich der umkehrenden Schicht, welcher die Photosphäre unmittelbar überlagert) in der Sichtlinie mit Hilfe des Dopplerschen Prinzips aus der Verschiebung der Spektrallinien an den beiden Sonnenrändern bestimmt. Er erhielt die folgenden täglichen Bogen ξ oder siderischen Umdrehungszeiten U in den Breiten φ.

φ	ξ	U	φ	ξ	U
0,4°	14,14°	25,46^d	45°	11,99°	30,03^d
15,0	13,66	26,35	60	10,62	33,90
30,0	13,06	27,57	74,8	9,34	38,55

Diese Zahlen bestätigen das aus der Beobachtung der Flecke gewonnene Resultat, dass der Sonnenäquator die kürzeste Umdrehungszeit besitzt, und dass diese um so länger wird, je mehr man sich dem Pole nähert.

Endlich hat der russische Physiker Stratonoff die scheinbare Bewegung der Fackeln dazu benutzt, die Umdrehungsgeschwindigkeit der Sonne zu bestimmen. Er fand folgende Zahlen:

φ	ξ	U	φ	ξ	U
(5°) 0—9°	14,61°	24,64^d	(25) 20—29	14,14°	25,46^d
(15) 10—19	14,24	25,29	(35) 30—40	13,61	26,46

welche wiederum in dieselbe Richtung gehen. Danach wäre der tägliche Rotationsbogen am Äquator etwa 14,8° und die entsprechende Rotationszeit etwa 24,32 Tage.

Es ist nun sehr auffallend, dass diese Bestimmung der Rotationszeit am Äquator recht verschieden ausfällt, indem dieselbe für die Fackeln die kürzeste (24,32 Tage), für die umkehrende Schicht die längste (25,46) und für die Flecke eine mittlere (24,98 Tage) Zeit verlangt. Auch für andere Breiten gilt dasselbe Verhältnis, dass sich die Fackeln am schnellsten, die umkehrende Schicht am langsamsten umdreht, wie folgende kleine Tabelle anzeigt:

Breite	Siderische Umdrehungszeit der		
	Fackeln	Flecke	Photosphäre
0°	24,32	24,98	25,46
15°	25,26	25,44	26,35
30°	25,48	26,53	27,57

Je näher die untersuchte Gegend zum Pole liegt, desto grösser scheint der Unterschied zu werden.

Wir wissen nun, dass die Fackeln höher liegen als die übrige Photosphäre. Wir kommen folglich zu dem Schluss, dass die äusseren Partieen der Sonne (soweit wir dieselben wahrnehmen können), grössere Winkelgeschwindigkeit besitzen als die tiefer liegenden. Zu demselben Schluss ist Jewell gelangt aus Beobachtungen über die Verschiebung der Spektrallinien in verschiedenen Tiefen (unter verschiedenen Drucken bei verschiedenen chemischen Bestandteilen der Sonne, vgl. oben S. 31). Eine Folgerung aus dieser Deutung der Thatsachen ist, dass die Flecke etwa in der mittleren Höhe zwischen Fackeln und der umkehrenden Schicht, folglich (im Mittel) über dieser, gelegen sind, was mit den neueren Ansichten aufs beste übereinstimmt.

Diese Erscheinung, dass die äquatorialen Teile grössere Winkelgeschwindigkeit besitzen, ist sehr auffallend. Denn, wenn auf der Sonnen- wie auf der Erdoberfläche Strömungen vom Pol zum Äquator und umgekehrt stattfänden, so würde, wie im Luftmeer der Erde, das Gegenteil von dem beobachteten Thatbestand zutreffen, die äquatorialen Gegenden würden die geringste Winkelgeschwindigkeit besitzen. Es müssen vielmehr vertikale Strömungen zu Hilfe gezogen werden. Schon John Herschel war der Ansicht, dass in die Sonne hineinfallende Meteore, welche hauptsächlich in der Nähe des Äquators hineinstürzen sollten, die betreffende Erscheinung hervorrufen. Man müsste dann

annehmen, dass die Meteore im Mittel sich in derselben Richtung bewegten, wie die Sonnenrotation verlangt, aber mit grösserer Geschwindigkeit als die Sonnenoberfläche. Obwohl dies nicht ganz undenkbar wäre, ist es wohl doch ziemlich unwahrscheinlich und stösst auf eine entschiedene Schwierigkeit. Es müsste nämlich nach dieser Ansicht die drehende Bewegung der Sonne beschleunigt werden, und dies ist seit Scheiners Zeit (nahezu 300 Jahren), nach seinen Sonnenfleckenbeobachtungen zu urteilen, nicht der Fall gewesen. Und doch müsste diese Beschleunigung dazu genügen, um, nach Dunérs Messungen, die Umdrehungsgeschwindigkeit des Sonnenäquators trotz der Reibung etwa 50 Proz. über derjenigen der polaren Gegenden zu erhalten.

Mehr Beachtung verdient die Erklärung von Young. Wir wissen nach Deslandres, dass die höheren Schichten (der Corona) etwa dieselbe Winkelgeschwindigkeit besitzen, wie die unterliegenden Oberflächenschichten der Sonne. Wenn also Körper von den höheren Schichten auf die Oberfläche (Photosphäre) hinunterfallen, so muss die Winkelgeschwindigkeit beschleunigt werden. Diese Wirkung ist unter übrigens gleichen Umständen am grössten beim Äquator und am geringsten an den Polen. Es muss aber eine ausserordentlich starke und deshalb unwahrscheinliche Strömung angenommen werden, um die beobachtete Erscheinung zu erklären.

Die Äquatorialebene der Sonne bildet einen kleinen Winkel mit der Ekliptik. Dieser Winkel beträgt etwa 7°. Die beiden genannten Ebenen schneiden einander längs einer Geraden, die durch die zwei sogenannten Noden oder Knoten auf der Ekliptik geht, welche eine Länge von etwa 70 resp. 250° besitzen. Diese beiden Knoten werden von der Erde am 3. Juni und am 5. Dezember durchlaufen. Die Sonnenachse geht durch einen Punkt auf dem nördlichen Himmel, welcher ungefähr in der Mitte zwischen Wega und Polarstern liegt.

Frequenz der Flecke, Fackeln und Protuberanzen. Wolfer fand, dass die Flecke und die Fackeln einander folgen, was scheinbar mit der Stratonoffschen Auffassung in Widerspruch steht. Es lassen sich aber die beiden Ansichten vereinigen, wenn man annimmt, dass immer neue Fackeln um die Flecke entstehen, dann durch die ungleiche Bewegung von den Sonnenflecken getrennt werden und allmählich zugrunde gehen, wonach neue Fackeln wieder in der Nähe der Flecke gebildet werden. Es wird folglich das Fackelmaximum in der Nähe des Fleckenmaximums verbleiben. Die Fackelmaxima waren in den Jahren 1887—89 um zwei Punkte konzentriert, die einander un-

gefähr diametral gegenüberlagen (sie waren nach Wolfer 155° voneinander entfernt). Dies deutet darauf hin, dass die grösste Eruptionsthätigkeit an bestimmte Stellen gebunden ist.

Im allgemeinen zeigt die südliche Halbkugel der Sonne eine lebhaftere Wirksamkeit als die nördliche. Die Flecke kommen in zwei Zonen auf der Breite von 5—30° nördlich und südlich vom Äquator vor. Über dem 35. Breitegrad sind sie sehr, über dem 45. ausserordentlich selten. In der Nähe der Pole werden sie nie beobachtet. Die Fackeln gehen etwas weiter hinaus, besonders auf der südlichen Hemisphäre. Nördlich von + 30° und südlich von — 50° sind sie recht selten. Noch

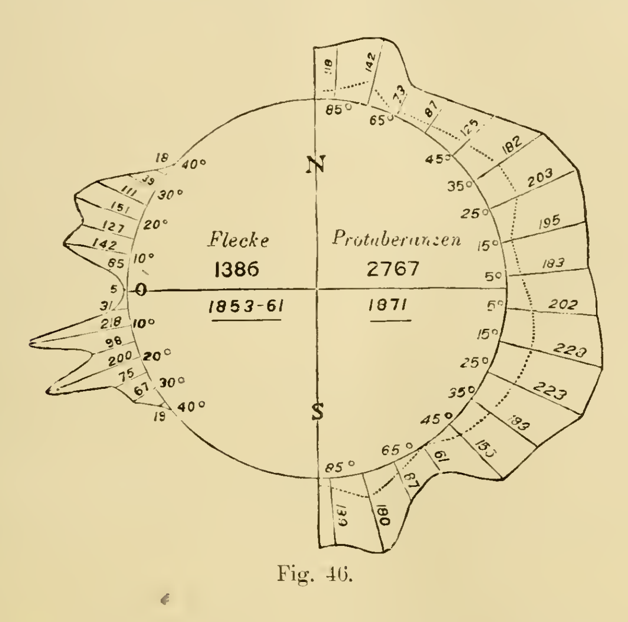


Fig. 46.

gleichmässiger sind die (ruhenden) Protuberanzen verteilt, sie sind sogar bei den Polen nicht selten, am meisten erscheinen sie in einem Gebiet zwischen + 60° und — 70°.

Die Figur 46 giebt zum Vergleich ein Diagramm über die Verteilung von 1386 Flecken in den Jahren 1853—61 nach Carrington und von 2767 Protuberanzen im Sonnenfleckenjahr 1871 nach Secchi. Man sieht, dass in diesem Jahre die Protuberanzenzahl in der Nähe des Äquators ein sehr schwaches Minimum besass, um nach zwei ziemlich flachen Maximis zu zwei recht scharfen Minimis in der Nähe des 60. Breitengrades abzunehmen. An den Polen nehmen die Protuberanzen wieder etwas zu und zeigen ein neues Minimum am Pole selbst.

Die punktierte Linie in Fig 46 giebt die Zahl der höheren Protuberanzen (über 1′ = 43000 km) an verschiedenen Breitegraden an. Diese zeigen dieselbe Veränderlichkeit, wie die Totalzahl der Protuberanzen, aber noch etwas ausgeprägter.

Carrington hat gefunden, dass die Flecke zwischen 20° nördlicher und südlicher Breite sich gegen den Äquator langsam mit einer mittleren Geschwindigkeit von 1′—2′ pro Tag hinbewegen. Dagegen streben die Flecke in höheren Breiten etwas dem Pole zu. Eine ähnliche Bewegung hat Stratonoff bei den Fackeln konstatiert. Es verhält sich demnach so, als ob diese Gebilde von dem Gebiet, wo sie in maximaler Häufigkeit auftreten (etwa 20° n. und s. Br.), abgestossen würden. Ebenso stossen sich die verschiedenen Flecke gegenseitig ab. Bei schnellen Veränderungen eines Fleckes verschiebt sich dieser häufig sozusagen sprungweise in der gewöhnlichen Bewegungsrichtung.

Nach diesen Messungen von Carrington und Secchi ist die Sonnenwirksamkeit etwas grösser auf der südlichen Sonnenhälfte, indem auf dieser 708 Sonnenflecke und 1459 Protuberanzen vorkamen, gegen 673 Flecke und 1308 Protuberanzen auf der nördlichen Hemisphäre. Eine eigentümliche, aber wahrscheinlich bedeutungsvolle Ausnahme von diesem allgemeinen Verhalten zeigen die Gegenden in der Nähe des Sonnenäquators, was Flecke und Fackeln betrifft. So ist die Zahl der Flecke auf 5° südlicher resp. nördlicher Breite 31 bez. 85 (vgl. Fig. 46).

Zu denselben Schlüssen gelangen wir aus den folgenden Daten, welche einer Statistik über die Verteilung der Flecke, Fackeln und Protuberanzen für die Periode von 1890 Juli bis 1897 September nach den Berechnungen von Tacchini in Rom entnommen sind.

Verteilung der Flecke.

Breite	+40°	30	20	10	0	—10	—20	—30	—40
Fleckenzahl . .	12	194	512	297		252	601	295	27

Verteilung der Fackeln.

Breite	+50°	30	20	10	0	—10	—20	—30	—50°
Fackelzahl . . .	124	581	1009	798		758	1137	894	335

Verteilung der Protuberanzen.

Breite . . .	+90°	60	40	20	0	—20	—40	—60	—90
Protuberanzzahl . . .	381	1069	2305	1716		1899	2797	1193	633

Diese Zusammenstellung zeigt für alle drei Phänomene eine stärkere Frequenz auf der südlichen Hemisphäre der Sonne. Das Maximum

der Flecke bei etwa $\pm 15^0$ ist sehr scharf ausgeprägt, weniger scharf dasjenige der Fackeln an derselben Stelle und am wenigsten tritt das Maximum der Protuberanzen (um etwa $\pm 25^0$) hervor.

Die Überlegenheit der südlichen Hemisphäre zeigt sich hier noch deutlicher als in den oben gegebenen Daten von Carrington und Secchi, indem die Anzahl der Erscheinungen auf der nördlichen und der südlichen Sonnenhalbkugel folgendermaassen verteilt ist:

	nördl.	südl.	5° N.	5° S.
Flecke	1015	1175	297	252
Fackeln . . .	2512	3124	798	758
Protuberanzen .	5471	6522	—	—

Zum Vergleich ist unter 5° N. und 5° S. die Anzahl der Flecke und Fackeln zwischen Äquator und 10° nördlicher bezw. südlicher Sonnenbreite angegeben. Es verhält sich gewissermaassen so, als ob der meteorologische Äquator mit dem Sonnenfleckenminimum etwas südlich vom geographischen Äquator läge. In ähnlicher Weise liegt der meteorologische Äquator der Erde etwas nördlich vom geographischen.

Die Maxima verschieben sich in den Jahren von geringer Sonnenfleckenfrequenz nach dem Äquator hin, wie die folgenden Daten zeigen:

Flecke 1897 Jan.—Sept.

Breite . . .	40°		30°		20°		10°		0		−10°		−20°		−30°		−40°
Frequenz . .		0		0		11		33		49		39		0		0	

Fackeln 1895 Okt.—1896 Dez.

Breite . . .	50°		30°		20°		10°		0		−10		−20		−30		−50°
Frequenz . .		24		47		90		122		154		149		73		47	

Protuberanzen 1897 Jan.—Sept.

Breite . . .	90		60		40		20		0		−20		−40		−60		−90°
Frequenz . .		10		128		112		129		281		134		112		16	

Die Ursache der ungleichmässigen Verteilung der Flecke ist unbekannt. Sie steht ohne Zweifel mit der ungleichmässigen Oberflächenbewegung in Zusammenhang. Man hat häufig Schwierigkeiten gehabt, die ausserordentliche Kraft der Eruptionen auf der Sonne zu erklären, da doch keine starre Kruste einen schnellen Ausgleich der Druckdifferenzen verhindert. Diese Schwierigkeit dürfte aber zum Teil verschwinden, wenn man bedenkt, dass die Gase der Sonne zufolge der hohen Temperatur und Dichtigkeit eine grosse innere Reibung besitzen, so dass sie nach ihrer Konsistenz am ehesten mit Theer oder Honig

zu vergleichen sind (nach Young). Die oberen Schichten geben demnach nur langsam einem inneren Drucke nach. Man kann sich dann den Vorgang so vorstellen: Im Innern der Sonne existieren sehr stark kondensierte Gase, die sehr viele Atome in einer Molekel enthalten und deren Bildung mit einer ganz enormen Energieaufspeicherung verbunden ist. Diese Umstände entsprechen dem kolossalen Druck und der nach Millionen Graden zählenden Temperatur im Sonneninnern. Angenommen, es findet durch irgend eine Ursache eine Verschiebung einer solchen Gasmasse zu höheren Schichten mit niedrigerer Temperatur und geringerem Druck statt, so zerfallen die stark zusammengesetzten Molekeln ausserordentlich schnell, explosionsartig, denn alle Reaktionsgeschwindigkeiten verlaufen bei sehr hohen Temperaturen unerhört schnell. Dadurch entsteht eine heftige Zunahme des Druckes und der Temperatur, welche kurze Zeit weiteren Zerfall verhindert, bis die umliegenden Schichten zur Seite gedrückt und erwärmt worden sind, wonach neuer Zerfall eintritt. Wahrscheinlicherweise spielt der Wasserstoff und der Kohlenstoff in diesen vielatomigen chemischen Verbindungen eine grosse Rolle, wie ja diese Bestandteile das hauptsächlichste Material zu den am meisten zusammengesetzten Stoffen, die wir auf der Erde kennen, liefern. Es ist demnach zu vermuten, dass bei der grossen Rolle, welche Wasserstoff und Kohlenstoff auf der Sonne spielen, komplicierte Hydrüre und Carbide, sowie Kohlenwasserstoffe einen bedeutenden Teil der zerfallenden Gase ausmachen. Beim Zerfall entstehen Wasserstoff, Kohlenstoff und freie Metalle, welche mit grosser Gewalt zur Oberfläche hinstürzen. Da fällt der Kohlenstoff aus und bildet Fackeln, die Metalle und der Wasserstoff bilden die Protuberanzen, welche den Fackeln folgen. Durch diese Eruptionen steigt der Gasdruck in den oberen Schichten, die Gase fallen zurück und bilden ein Druckmaximum mit hinabsteigender Gasbewegung, welches dem Fleck entspricht. Ein Fleck mit umgebenden Fackeln wäre demnach als ein Gasdruckmaximum mit umgebenden kleinen Minimis anzusehen. Der Fleck ist, wie das Barometermaximum, relativ ruhig, die Fackeln, wie die Minima, bewegen sich relativ schnell und ändern dabei ihre Form.

Die Temperatur der Sonne. Es ist natürlich eine sehr hohe Temperatur in der Sonne anzunehmen. Die Temperatur der Sonne, welche wir schätzen können, ist diejenige der Photosphäre. In älteren Zeiten betrachtete man sie, nach ihrer Strahlung, als sehr hoch, so z. B. schätzte sie Secchi zu 5 Millionen Grad, Ericsson zu 2,5 Millionen Grad.

Inzwischen hat man immer mehr der Ansicht zugeneigt, dass die Temperatur der Photosphäre nicht allzu sehr die höchsten irdischen Temperaturen (in sehr intensiven Lichtbogen), welche gegen 4000° C. erreichen, übertreffe. Die Schätzungen der jüngsten Zeit stimmen recht gut untereinander. So z. B. maass Le Chatelier diejenige Wärmestrahlung von Körpern bei verschiedenen Temperaturen, welche durch ein rotes Glas gehen. Damit verglich er die entsprechende Strahlung der Sonne und gelangte so zu einem Wert von etwa 7600° C. Aus der Lage des Strahlungsmaximums im Sonnenspektrum, welches bei 0,5 μ liegt, und derjenigen für strahlende Körper (Kupferoxyd, Eisenoxyd und Russ), welche dem Gesetze gehorchen:

$$\lambda_{max} T = 2950$$

(worin λ_{max} die Wellenlänge in μ des Strahlungsmaximums und T die absolute Temperatur des strahlenden Körpers angiebt), erhält man den Wert $T = 5400$ (nach Paschen). Wilson und Gray fanden aus der Strahlungsintensität der Sonnenmitte, wobei sie annahmen, dass die Erdatmosphäre 29 Proz. der Strahlung von der im Zenith stehenden Sonne verschluckt, 6200° C., welchen Wert sie später auf 8000° C. korrigierten. Als Strahlungsgesetz benutzten sie dasjenige von Stefan. Warburg findet in ähnlicher Weise etwa 6000° C.

Zuletzt wollen wir eine Schätzung von Scheiner erwähnen. Er fand die Magnesiumlinie 448,2 $\mu\mu$ sehr stark im Spektrum der Sterne vom Typus 1, z. B. Sirius, entwickelt. Dieselbe Linie war schwächer in den Sternspektren vom Typus 2a (z. B. Sonne) und fehlte in denjenigen vom Typus 3 (z. B. α Orionis). Sie wird auch im Funkenspektrum, dessen Temperatur Scheiner ziemlich willkürlich auf 15000° C. schätzt, wiedergefunden, dagegen nicht im Bogenspektrum (etwa 4000° C.). Ganz umgekehrt verhält sich die Magnesiumlinie 435,2 $\mu\mu$, welche im Bogenlicht, sowie in den Sternenspektren von den Typen 3 und 2a zu sehen ist, dagegen nicht in dem Funkenspektrum noch im Sternenspektrum vom Typus 1. Daraus schliesst Scheiner, dass die Temperatur der umkehrenden Schicht der Sonne zwischen 4000° und 15000° C. liegt, dagegen hat die umkehrende Schicht des α Orionis (Beteigeuze) eine Temperatur von nur 3—4000° C. Diese Schätzung dürfte etwas unsicher sein, da die Masse der strahlenden Dämpfe auch eine grosse Rolle bei der Emission spielt, und wir sehr wenig über diese Grösse unterrichtet sind.

Die Temperatur des Innern der Sonne ist natürlicherweise viel

höher als diejenige der Photosphäre. Aus der sogenannten adiabatischen Wärmeverteilung auf der Sonne, d. h. der Wärmezunahme der Sonnengase, wenn man sie von der Photosphäre zu einer bestimmten Tiefe mit bekanntem höheren Druck führte, könnte man sie berechnen. Es ist aber für diese Berechnung eine Kenntnis der specifischen Wärme der Sonnengase nötig, welche wir keineswegs besitzen.

Schuster berechnet die Zunahme an der Oberfläche zu etwa 200° C. pro Kilometer, was 15000° C. pro Bogensekunde ausmacht. Oppolzer schätzt die letzterwähnte Grösse zu ungefähr 6000° C. pro Bogensekunde. Da der Sonnenradius rund $16' = 960''$ lang ist, würde nach diesen Berechnungen die Temperatur im Centrum der Sonne den enormen Wert von etwa 6—15 Millionen Grad betragen. Da aber das dichte Gas im Sonneninnern bei weitem nicht so kompressibel ist, wie ein ideales Gas, dürften diese Extrapolationen zu allzu hohen Werten führen. Zu einem noch höheren Wert, 200 Millionen Grad, führt die Theorie von Lord Kelvin, zu einem niedrigeren, etwa 5 Millionen Grad, eine Berechnung von Ekholm. Der letzterwähnte Wert, der mit dem Oppolzerschen gut stimmt, dürfte unter den angeführten der wahrscheinlichste sein.

Die Periodicität der Sonnenflecke. Bei Beobachtungen über die Sonnenflecke fand man schon früh, dass dieselben in einigen Jahren ausserordentlich spärlich vorkommen, in anderen Jahren dagegen ungewöhnlich häufig sind. Die Veränderung in der Anzahl der Sonnenflecke geht nach einer bestimmten Regelmässigkeit vor sich, und Schwabe fand (1843), dass diese Anzahl eine periodische Änderung erleidet, deren Länge etwa 11 Jahre beträgt. Dieser Befund ist nachher von allen Solarforschern bestätigt worden und speciell von dem bekannten Physiker Wolf, welcher die sogenannten Relativzahlen eingeführt hat. Die Sonnenflecke, deren Anzahl f an einem bestimmten Tage sein mag, kommen gruppenweise verteilt vor. Wenn die Anzahl der Gruppen q war, berechnete Wolf eine Relativzahl (r) der Sonnenflecke nach der Formel:

$$r = 10\,q + f.$$

Er maass also einem einzelnen Fleck eine weit geringere Bedeutung zu als einer Fleckengruppe. Aus diesen Relativzahlen für jeden Tag bildete er Monats- und Jahresmittel. Mit Hilfe älterer Beobachtungen konnte er die Relativzahl auch für ältere Zeiten berechnen. Wegen der enormen Wichtigkeit dieser Relativzahlen der Sonnenthätig-

keit teilen wir dieselben hier für die Jahre mit, in welchen Maxima und Minima vorkommen (vgl. Figg. 47*c* und 49*A*):

1750	55	61	66	69	75	78	84	87	98
83,4	9,6	85,8	11,4	106,1	7,0	154,4	10,2	132,0	4
1804	10	16	23	30	33	37	43	48	
73,1	0,0	46,4	1,8	70,7	8,5	138,2	10,7	124,3	
1856	60	67	70	78	84	89	93	1900	
4,3	95,7	7,3	139,1	3,4	63,7	6,3	85,2	10?	

Vor dieser Zeit traten Maxima in den Jahren 1616, 26, 40, 49, 60, 75, 85, 93, 1705, 18, 28 und 39, Minima in den Jahren 1611, 19, 34, 45, 55, 66, 80, 90, 99, 1712, 24, 34 und 45 ein. Die Periodenlänge ist, wie

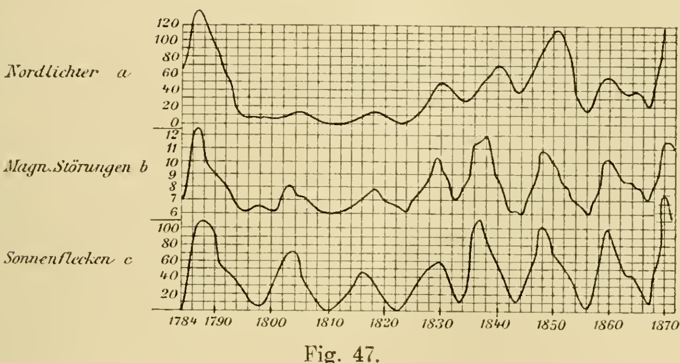


Fig. 47.

aus den Zahlen ersichtlich, nicht immer gleich, wie man von astronomischen Perioden gewöhnt ist, sondern schwankt zwischen 7 (1830–37) und 17 (1787—1804) Jahren. Die mittlere Länge hat Wolf zu 11,2 Jahren ermittelt. Die unterste Kurve, Fig. 47 und die oberste in Fig. 49, giebt die Schwankung der Relativzahlen seit 1784 an.

Eine sehr bemerkenswerte Eigentümlichkeit bietet der Umstand, dass der aufsteigende Teil der Kurve sehr steil verläuft, indem derselbe sich nur über etwa 4,5 Jahre erstreckt, im Vergleich zum absteigenden Ast, der etwa 7 Jahre ausfüllt (vgl. Figg. 47 und 49). Kleine Erhebungen auf dem absteigenden Ast sind sehr häufig. In den letzen Jahren des achtzehnten und den ersten dreissig Jahren des neunzehnten Jahrhunderts war die Schwankung relativ unbedeutend.

Dieser Umstand ist höchst bemerkenswert, da gerade für diese Zeit in den Regelmässigkeiten der meteorologischen Erscheinungen (vgl. unten), die mit den Sonnenflecken zusammenhängen, ein sehr wenig

ausgeprägter bisweilen sogar entgegengesetzter Gang beobachtet worden ist, verglichen mit demjenigen in anderen, normalen, Zeitabschnitten.

Die Ursache dieser eigentümlichen Periodicität ist Gegenstand sehr eingehender Discussionen gewesen, jedoch bisher ohne nennenswerten Erfolg. De la Rue und Balfour Stewart glaubten schliessen zu können, dass die Konjunktion von grösseren Planeten, besonders Jupiter, dessen Umlaufszeit (11.87 Jahre) nicht allzu weit von der Länge der Sonnenfleckenperiode entfernt ist, mit Venus und Merkur, von Einfluss ist. Es ist schwer einzusehen, wie die Planeten dabei wirken sollten. Am ehesten wäre an eine Art Gezeitenwirkung zu denken, wobei Konjunktionen eine Art Springflut zustande bringen würden. Wenn man aber bedenkt, dass die Wirkung von Venus auf die Sonne etwa den 750. Teil derjenigen von der Sonne auf die Erde und diejenige des Jupiter und Merkur auf die Sonne nur den 1000. Teil dieser erreicht, so verliert diese Art, die Sache anzugreifen, gänzlich den Boden (Young). Die Sonne bewirkt nämlich auf tiefen Wässern eine Flutwelle von etwa 30 cm Höhe um den Äquator der Erde. Es würden danach die drei Planeten im Stande sein, eine Welle von etwa 1 mm Höhe auf der Sonne zu erregen. Diese Ziffer giebt jedenfalls die Grössenordnung richtig an.

Eher wäre die Meteorenhypothese zu verwenden. Der Meteorenschwarm, welcher nach Herschels Ansicht die Sonnenflecke verursacht, könnte eine Umlaufszeit von etwa 11,2 Jahren besitzen und dadurch eine periodische Wirkung ausüben. Eine Schwierigkeit bietet in diesem Fall die Verteilung der Flecke, welche gerade am Äquator, wo sie nach der Meteorenhypothese am häufigsten vorkommen sollten, sehr spärlich erscheinen.

Übrigens hat diese Hypothese, wie alle anderen astronomischen Hypothesen, die Schwierigkeit zu überwinden, welche in der grossen Schwankung der Periodenlänge begründet ist und mit einer astronomischen, von den Bewegungen anderer Himmelskörper herrührenden Ursachen vollkommen unvereinbar erscheint. Vielmehr erinnert die Erscheinung an die Periodicität der Ausbrüche von Geysirn. Man hat demnach bisweilen versucht, die Entstehung der Sonnenflecke in derselben Weise wie diejenige der Geysirausbrüche zu erklären.

Zusammenhang der Sonnenfleckenfrequenz mit dem Erdmagnetismus. Es hat sich nun herausgestellt, dass die Sonnenfleckenperiode sich in vielen irdischen Erscheinungen geltend macht. Besonders ist dies der Fall mit den Variationen der Stellung der Magnetnadel und der Häufigkeit der Nordlichter, welche beiden Erscheinungen

miteinander sehr nahe verknüpft sind. Der Zusammenhang ist ohne weiteres aus den Kurven in Fig. 47 ersichtlich, von welchen die oberste die Anzahl der Nordlichter, die mittleren die Frequenz der magnetischen Störungen und die untere die Frequenz der Sonnenflecke in jedem Jahre von 1784 bis 1871 wiedergiebt. Jedoch ist dieser Zusammenhang von Faye und Lord Kelvin bestritten worden. Dieser berühmte Forscher denkt sich die Sache folgendermaassen. Damit die Sonne die Stärke des erdmagnetischen Feldes um 0,001 ihres Betrages beeinflussen könnte, müsste die Sonne ein Magnet von 12000 mal so grosser Stärke als der Erdmagnet sein. Nun kommen Störungen, die der Sonnenthätigkeit zugeschrieben werden, vor, welche das Erdmagnetfeld um den 30. Teil verändern. Man müsste demnach plötzliche ausserordentlich starke Änderungen des Sonnenmagneten annehmen. Übrigens verhält sich der Gang der irdischen Magnetnadel nicht so, wie man aus der Annahme, die Sonne sei ein ungeheuerer Magnet, zu schliessen berechtigt wäre. Da also der übereinstimmende Gang der Sonnenflecke und der Magnetnadel nicht durch eine ähnliche Annahme erklärt werden kann, so behauptet Lord Kelvin, dass die erwähnte Übereinstimmung nur zufällig sei. Man muss aber die Elemente der Wahrscheinlichkeitsrechnung ganz ausser Acht lassen, wenn man den parallelen Gang der Kurven *b* und *c* in Fig. 48 für ein Spiel des Zufalls erklärt. „Dass die Sonnenflecke mit dem Erdmagnetismus im Zusammenhange stehen, unterliegt keinem Zweifel“ (Young).

Kurz nachdem Schwabe seine Beobachtungen über die Veränderlichkeit der Sonnenflecke in den Jahren 1826—1851 veröffentlicht hatte, machten gleichzeitig Sabine in England, Gautier in Frankreich und Wolf in der Schweiz auf das Zusammenfallen der Maxima und Minima der von Lamont 1850 nachgewiesenen Periode der magnetischen Schwingungen mit den Maxima und Minima in der Sonnenfleckenperiode aufmerksam. Um das nahe Zusammenfallen der beiden Perioden in neuerer Zeit hervorzuheben, mögen folgende Jahreszahlen und Werte der Maxima und Minima der täglichen Veränderlichkeit der Deklination in Prag und die Jahre der Extremwerte in der Zahl der Sonnenflecke angeführt werden.

Jahr	1856	1859	1867	1871	1878	1883	1889
Variation, beob. .	5,98′	10,36′	6,95′	11,43′	5,65′	8,34′	5,99′
„ ber. .	6,08	10,20	6,22	12,15	6,04	8,76	6,17
Jahr	1856,0	60,1	67,2	70,6	78,9	84	89
Sonnenfleckenzahl	4,3	95,7	7,3	139,1	3,4	63,7	6,3

Die Übereinstimmung im Gange der beiden Erscheinungen ist so ausgeprägt, dass man die tägliche Veränderlichkeit der Deklination v für verschiedene Orte nach folgender Formel berechnen kann:

$$v = a + b\,r,$$

worin r die Relativzahl der Sonnenflecke, a und b zwei Konstanten bedeuten, welche für Prag den Wert 5,89′ resp. 0,045′ besitzen. Die so berechneten Werte stimmen vorzüglich mit den beobachteten überein, nicht nur für die Jahre der Maxima und Minima, wie obenstehende Daten zeigen, sondern ebensogut in anderen Jahren.

Die Grösse von a und b an verschiedenen Orten ist in folgender Tabelle wiedergegeben.

	Breite	a	b	b_1
Christiania	59,55	4,94′	0,037	0,032
Barnaul (Sibirien) . .	53,19	3,53	0,028	0,023
Berlin	52,30	6,62	0,042	0,042
Greenwich	51,30	6,67	0,039	0,042
Prag	50,5	6,12	0,040	0,039
Wien	48,13	5,13	0,039	0,033
München	48,9	6,74	0,042	0,043
Mailand	45,28	5,28	0,043	0,034
Toronto	43,40	7,96	0,040	0,051
Trevandrum (Indien) .	8,30	0,24	0,007	0,002
Batavia	— 6,11	— 3,16	— 0,016	— 0,016
Hobarton (Tasmanien) .	— 42,53	— 7,17	— 0,032	— 0,046

Ein —Zeichen giebt an, dass das nach Norden gerichtete Ende des Magneten am Tage mehr gegen Osten zeigt als in der Nacht, in den anderen Fällen bewegt sich das Nordende am Tage mehr gegen Westen als in der Nacht. Die beiden Grössen a und b laufen nahezu miteinander parallel, wie aus den mittels der Formel $a = 157\,b$ berechneten, unter b_1 stehenden, Werten hervorgeht, gehen etwas nördlich vom Äquator durch Null, sind noch nördlicher positiv, südlicher negativ. Sie nehmen mit steigender Breite erst zu, gehen durch ein Maximum auf etwa 47° Breite und nehmen wieder gegen die Pole hin ab. Schuster hat gezeigt, dass die Ursache dieser Schwankungen ausserhalb der Erdoberfläche (vermutlich in der Luft) liegt.

Ebenso wie die Deklination erleiden die anderen magnetischen Ele-

mente, Horizontalintensität und Inklination Schwankungen, welche der Sonnenfleckenperiode folgen.

Sonnenflecke und Nordlichter. Da die magnetischen Variationen äusserst eng, wie Celsius und Hiorter entdeckten, mit den Nordlichtern verknüpft sind, so lag die Vermutung nahe, dass die Nordlichter derselben Periode wie die Sonnenflecke folgen würden. Dies wurde auch von Loomis und später von Fritz nachgewiesen, wie die Kurven *a* und *c* in Fig. 47 sehr deutlich machen. Indessen scheint der Zusammenhang nicht sehr einfach zu sein. Tromholt glaubte für einige Stationen in Island und Grönland einen entgegengesetzten Gang des Nordlichtes gegen denjenigen der Sonnenflecke nachweisen zu können. Spätere Beobachtungen aus diesen Gegenden lassen keinen deutlichen Zusammenhang dieser beiden Erscheinungen erkennen. Auch neuere Beobachtungen aus Schweden und Norwegen, sowie Nordamerika, zeigen bei weitem keine so gute Übereinstimmung wie die Kurven *a* und *c* in Fig. 47. Dagegen ist die Übereinstimmung der Periode der Südlichter mit derjenigen der Sonnenflecke eine noch viel auffälligere als diejenige der Nordlichter. Überhaupt scheint es, dass, wenn man die Polarlichter möglichst vollständig notiert, ihre ausgesprochene elfjährige Periodicität zum Teil verloren geht. Dies muss ja der Fall sein, wenn man in solchen Gegenden beobachtet, wo Nordlichter beinahe in jeder Nacht, sowohl in sonnenfleckenreichen als auch in sonnenfleckenarmen Jahren vorkommen. Wenn man aber nur die auffälligsten Polarlichter notiert oder in solchen Gegenden arbeitet, wo diese seltene Erscheinungen sind, so tritt die elfjährige Periode sehr scharf hervor, wie die Zusammenstellungen von Loomis und Fritz (Kurve *a* in Fig. 47) aus älteren Jahren zeigen. Noch mehr tritt dies bei den relativ spärlich beobachteten Südlichtern hervor.

Fortpflanzung der magnetischen Störungen. Es ist viel darüber geforscht worden, wie lange Zeit die magnetischen Störungen und die Nordlichter nach den Störungen auf der Sonne erscheinen. Wenn man dies feststellen könnte, so hätte man ein Maass für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des erwähnten Einflusses und könnte Schlüsse in Bezug auf dessen Natur ziehen. Unmittelbar nach der von Carrington und Hodgson beobachteten grossen Eruption vom 1. September 1859 (vgl. S. 96) auf der Sonne zeigte die Magnetnadel einen heftigen magnetischen Sturm an. Auch Young hat am 3. und 5. August 1872 ähnliche Koinzidenzen von Störungen auf der Sonne und magnetischen Störungen beobachtet. Es giebt wohl auch einige spätere der-

artige Beobachtungen (von Wild), welche eine Fortpflanzungsgeschwindigkeit der magnetischen Störung, die der Lichtgeschwindigkeit gleichkäme, andeuten. Aber eine genaue Prüfung dieses schwierigen Gegenstandes hat die Vorstellung von einer solchen Koinzidenz stark erschüttert. So z. B. spricht sogar Sidgreaves die Ansicht aus, dass wegen der mangelnden Gleichzeitigkeit der magnetischen Stürme und der Störungen auf der Sonnenoberfläche kein direkter Zusammenhang zwischen diesen beiden Erscheinungen bestehe, sondern „die gemeinsame Ursache beider Erscheinungen liege in Anhäufungen von kosmischem Staub, welche das Sonnensystem bei seiner Wanderung durch den Raum passiert“. Ebenso bemerkt Palazzo, dass die Ansicht von Marchand, dass Sonnenflecke bei ihrem Durchgang durch den mittleren Meridian der Sonne magnetische Störungen hervorrufen, nicht gern richtig sein könne. Denn bei der Passage eines kolossalen Sonnenfleckens über die Sonnenmitte am 6—7. August 1893 trat wohl eine magnetische Störung ein, eine andere Störung, die noch heftiger war, ging aber 12 Stunden voraus, und als der Fleck das nächste Mal am 2.—3. September durch die Sonnenmitte ging, war nicht die geringste magnetische Störung zu bemerken. Eine Ansicht, die von Veeder ausgesprochen wurde, dass die Flecke dann Störungen hervorrufen, wenn sie gerade am Sonnenrande stehen, zeigt nur, wie unsicher die Ideen auf diesem Gebiete sind. Riccò, wie Marchand, und wohl die meisten sind darüber einig, dass nur der Passage über die Sonnenmitte eine bevorzugte Bedeutung zugeschrieben werden kann. Tacchini macht dazu die Bemerkung, dass nur falls starke Bewegungen bei den Sonnenflecken vorkommen, während diese die Sonnenmitte durchgehen, magnetische Störungen auftreten. Später hat er die Ansicht ausgesprochen, dass die Fackeln und (metallischen) Protuberanzen viel eher mit den Nordlichtern und den magnetischen Störungen in Zusammenhang stehen als die eigentlichen Flecke. Dies schliesst er aus dem Umstande, dass im Jahre 1893 die Flecke im Zunehmen begriffen waren, während die Anzahl der Protuberanzen und Nordlichter abnahm. Dagegen muss man bemerken, dass andere Fackeln als diejenigen, welche die Flecke umgeben und andere Protuberanzen als die metallischen wohl keine Wirkung auf die magnetischen Verhältnisse ausüben, denn ihre Veränderlichkeit in der Sonnenfleckenperiode ist, nach Tacchinis Ziffern zu urteilen, nicht sehr stark hervortretend. Ausserdem, wenn man alle Fackeln mitrechnet, so giebt es, wie Hale bemerkt, keinen Augenblick, in welchem nicht eine Fackel die Sonnenmitte überschreitet. Aber gerade den Fackeln und

Protuberanzen im Sonnenfleckengebiet ist ohne Zweifel die eigentliche wirkende Rolle zugeteilt, und sie ändern sich nahezu in derselben Proportion wie die Sonnenflecke. Denn diese Gebilde zeigen vor allen anderen die enorme Unruhe, welche als Grund der stossweise erscheinenden magnetischen Störungen angesehen werden kann.

Am ehesten wird man wohl zum Ziel kommen, wenn man Flecke und ihre Umgebungen zu Zeiten untersucht, während welcher sie und die magnetischen Störungen relativ selten sind. Als Beispiel eines solchen Falles möge der grosse Fleck vom September 1898, welcher von Maunder untersucht wurde, dienen. Dieser, oder richtiger die Fleckengruppe (vgl. Fig. 48), erreichte am 8.—10. September seine grösste Ausdehnung, indem die Länge des unruhigen Gebietes etwa 220000 und ihre Breite etwa 70000 km betrug. Etwa 14 Stunden, nachdem der grösste Fleck durch den mittleren Meridian der Sonne ging, setzte ein ausserordentlich scharfer magnetischer Sturm ein, welcher das Maximum seiner Stärke etwa 7—8 Stunden später, am Abend des 9. September 8—10 Uhr entwickelte. Gleichzeitig entfaltete sich ein prachtvolles aus weissen Strahlen bestehendes Nordlicht um $8^h 45^m$ bis $10^h 30^m$ mit einem Maximum der Unruhe um 9^h. Nach einem anderen englischen Beobachter erschien ein schwaches Licht, wie leuchtende Wolken, um 8^h, um $8^h 30^m$ schossen kräftige weisse Strahlen am nördlichen Horizont auf, welche Erscheinung bis 9^h anhielt. Die Seitenstrahlen waren etwas schwächer und etwas purpurfarben. Um $8^h 40^m$ war die Lichtentfaltung so stark, dass der Beobachter seine Uhr ablesen konnte. Ein schwaches Licht blieb am nördlichen Horizont bis $11^h 30^m$ (Greenw. Zeit). Um 10^h bildete sich ein Nordlichtbogen von hellem gelben Licht aus, welcher um $11^h 15^m$ seine schärfste Begrenzung hatte und um $11^h 45^m$ beinahe verschwunden war.

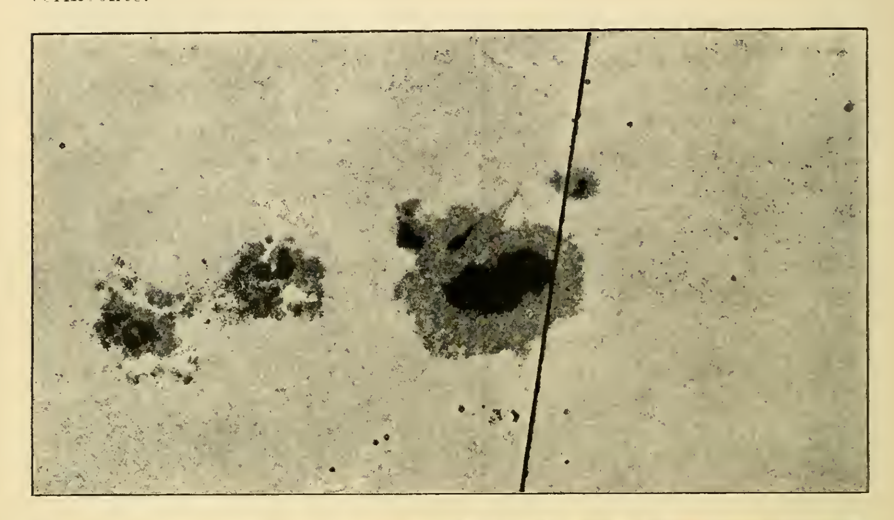
Etwa 20 bis 21 Stunden, nachdem der Fleck den mittleren Sonnenmeridian erreichte, machte sich sein grösster Einfluss auf den magnetischen Zustand der Erde geltend.

Zu ungefähr demselben Schluss gelangte Maunder aus der Untersuchung eines Fleckes vom Jahre 1892.

Zu ähnlichen Folgerungen ist der hervorragende Forscher Riccò gelangt, welcher die Zeitdifferenz zwischen dem Durchgang der Sonnenflecke durch den centralen Meridian der Sonne und dem Auftreten von magnetischen Störungen auf der Erde zu 38 bis 51 Stunden schätzt.

Es scheint demnach, dass die durch Sonneneruptionen verursachte Störung eine nicht unbedeutende Zeit braucht, um die Erde zu er-

reichen. Es ist folglich nicht wohl möglich, die Wirkung irgend einer Lichtstrahlung zuzuschreiben, welche elektrische Wirkungen auszulösen vermöchte.



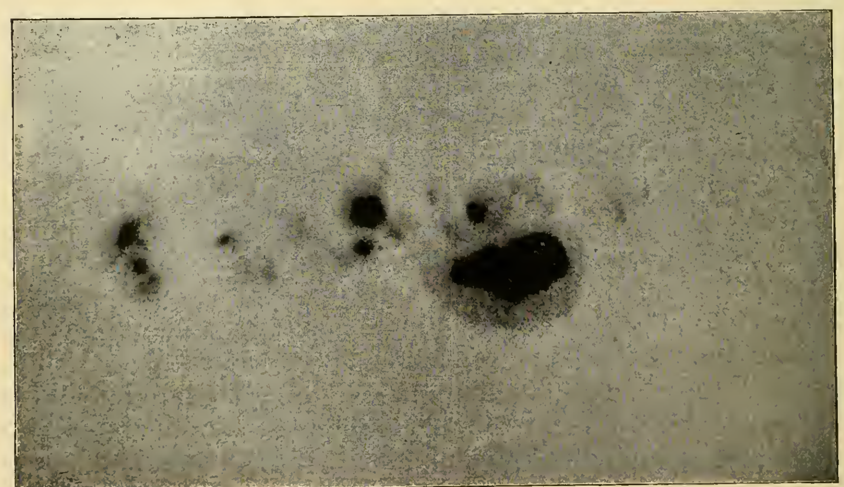


Fig. 48. Gruppe von Sonnenflecken vom 8.—10. September 1898 nach Maunder. Die obere Figur zeigt ein Bild von dem Moment, als der grösste Fleck den mittleren Meridian der Sonne erreicht, die untere zeigt ein 48 Stunden später aufgenommenes Bild, wodurch die grossen in der Zwischenzeit erfolgten Änderungen hervortreten.

Sonnenflecke und Lufttemperatur. Auch bei anderen meteorologischen Erscheinungen hat die Sonnenfleckenperiode einen, wenn auch nicht grossen, so doch interessanten Einfluss gezeigt. Eine aus-

führliche Zusammenstellung über diese Fragen hat H. Fritz 1878 geliefert. Nur die wichtigsten Beziehungen mögen hier kurz erwähnt werden. Köppen fand, dass im allgemeinen die Temperatur in den sonnenfleckenreichen Jahren niedriger ist als in den sonnenfleckenarmen. Am regelmässigsten ist diese Erscheinung in den Tropen entwickelt, wo die Amplitude 0,73° C. beträgt. Das Temperaturmaximum tritt etwa 1 Jahr vor dem Fleckenminimum ein, das Temperaturminimum koinzidiert mit dem Fleckenmaximum wie folgende Tabelle zeigt:

Jahr.	Fleckenmin.	+ 1	+ 2	+ 3	+ 4	
Temp.	+ 0,33	+ 0,15	— 0,04	— 0,21	—,0,28	
Jahr.	Fleckenmax.	+ 1	+ 2	+ 3	+ 4	+ 5
Temp.	— 0,32	— 0,27	— 0,14	+ 0,08	+ 0,30	+ 0,41

Die Einwirkung ist in aussertropischen Gegenden geringer — Köppen fand im Mittel für die aussertropischen Stationen eine Amplitude von 0,54° C. — und der Gang der Periode war viel mehr verwischt. Dieser Umstand steht nur scheinbar im Widerspruch mit der von Saweljew gefundenen, aber noch nicht genug konstatierten Thatsache, dass die Sonnenstrahlung in fleckenreichen Jahren bedeutend stärker ist als in fleckenarmen. Er fand nämlich in den Sommern 1890, 1891 und 1892 einen Wert der Wärmestrahlung pro Stunde und cm^2 zu Kijew von 29,8, bezw. 32 und 36 cal., während die Relativzahlen der Sonnenflecke 7, bezw. 47 und 86 betrugen.

Diese Beobachtung ist a priori wahrscheinlich, denn die Sonnenflecke entsprechen einer „Umrührung" auf der Sonne, welche wohl eine Temperatursteigerung der strahlenden Oberflächengebiete, besonders der Fackeln, herbeiführen muss. Die Temperatursenkung auf der Erde in sonnenfleckenreichen Jahren sollte danach von der gleichzeitig eintretenden Erhöhung in der Bewölkung, trotz der stärkeren Wärmestrahlung, herrühren (vgl. weiter unten).

Sonnenflecke, Wolken und Niederschlag. Die Bewölkung scheint insofern mit den Sonnenflecken in Zusammenhang zu stehen, als besonders die höchsten Wolken in Zeiten von vielen Flecken häufiger vorkommen als in fleckenarmen Jahren.

So z. B. fand Klein für folgende Wolkenarten in den Jahren 1850—1870 nachstehende Frequenzzahlen (für Köln).

Jahre	Rel.-Zahl	Cirrhus	Cirrhostratus	Cirrhocumulus	Summe
1850—52	**178,6**	**122**	**187**	**49**	**358**
1853—55	63,6*	89*	186	5*	280*

Jahre	Rel.-Zahl	Cirrhus	Cirrhostratus	Cirrhocumulus	Summe
1856—58	76,7	164	122*	**51**	337
1859—61	**272,4**	286	**149**	40	475
1862—64	150,9	**361**	123	11	**495**
1865—67	58,0*	225*	95*	0	320*
1868—70	**263,9**	**248**	**163**	0	**411**

Wie ersichtlich, fallen die Maxima und die Minima nahezu auf dieselben Epochen, wie die Maxima und Minima der Relativzahlen der Sonnenflecke.

Diese höchsten Wolken geben durch ihre Eisnadeln zu Höfen um den Mond und die Sonne Anlass. Diese sind in der That häufiger bei den Sonnenfleckenmaxima als bei den Minima. Schon aus Tycho Brahes Tagebuch geht hervor, dass die Höfe in nordlichtreichen Zeiten häufiger als sonst auftreten.

Auch für die Bewölkung im allgemeinen hat man für deutsche Stationen eine, obgleich ziemlich schwach ausgeprägte, Zunahme mit den Sonnenflecken nachgewiesen. (Diese Beziehung scheint nicht allgemein giltig zu sein, so ist man z. B. in England zum entgegengesetzten Resultat gekommen).

Nach den Untersuchungen von Meldrum und Lockyer sind die Niederschläge bei Sonnenfleckenmaxima reichlicher als sonst. Die Regelmässigkeiten treten stärker in den tropischen Gegenden hervor, als ausserhalb derselben. Aber auch da kommt bisweilen ein entgegengesetzter Gang vor, wie Archibald und Hill für die Regen in Nord-Indien gefunden haben. Auf dem Kontinent von Europa sollte die Amplitude etwa 2 englische Zoll (= 51 mm) und in Amerika und England etwa doppelt soviel betragen.

Eine Folge der zu Sonnenfleckenzeiten vergrösserten Niederschlagsmenge zeigt sie in dem gleichzeitig erhöhten Pegelstande der europäischen Flüsse. Aus Untersuchungen des Pegelstandes der grossen Ströme: Elbe, Rhein, Oder, Weser, Donau, Weichsel und Seine hat man gefunden, dass der mittlere Pegelstand in den drei Jahren um das Maximum sich zu demjenigen in den drei Jahren um das Minimum der Sonnenflecke wie 1,26 : 1,18 = 1,05 : 1 verhält. Auch der Nil zeigt entschiedene Maxima in Jahren 1828, 1841, 1849, 1861 und 1870, welche den Sonnenfleckenmaxima (1830, 1837, 1848, 1860 und 1870) nahe liegen. Die entsprechenden Minima fallen in die Jahre 1835, 1845, 1857 und 1866 resp. 1833, 1843, 1856 und 1867.

Auch die Hagelfälle sollen bei Sonnenfleckenmaxima häufiger auftreten als bei Minima. Die Schwankung ist nicht sehr ausgeprägt.

Die elfjährige Periode anderer irdischer Erscheinungen. Meldrum zeigte, dass die Cyklonen zwischen dem Äquator und 25° s. Breite bei Sonnenfleckenmaxima häufiger und kräftiger sind als bei Minima. Zu demselben Resultat ist Poey für das Antillengebiet gelangt. Auch die Verlustziffern der Seeversicherungsgesellschaften sprechen für die Richtigkeit des Befundes von Meldrum. Eine der sonderbarsten Erscheinungen ist die, dass die Thätigkeit der Vulkane kräftiger zu sein scheint in den Zeiten der Sonnenfleckenminima als in denjenigen der Maxima, wie Kluge und De Marchi nachgewiesen haben. Nach De Marchi sollte die Variation sogar im Verhältnisse 2 : 1 stehen.

Dass diese meteorologischen Einflüsse (besonders die Schwankung der Temperatur und des Niederschlages) eine Wirkung auf biologische Verhältnisse ausüben können, ist leicht einzusehen. Man hat nach Herschel in dieser Weise einen Zusammenhang zwischen Sonnenflecken und Ernte, Weizenpreise, Handelskrisen und Hungersnot in Indien gesucht, aber mit zweifelhaftem Erfolge. Jedoch scheinen einige sogenannte phänologische Erscheinungen mit den Sonnenflecken in deutlichem Zusammenhang zu stehen. So z. B. traf die Zeit der Weinlese bei Wien (Maulern) im Mittel 4,6 Tage später in den fleckenreichen Jahren als in den fleckenarmen ein (7,2 Oktober bezw. 2,6 Oktober in der Zeit 1754—1853). Auch die Quantität und Qualität des produzierten Weines scheint von den Sonnenflecken begünstigt zu werden. Die Weinerträge in Nassau zeigen nach Sartorius eine Periodicität, deren Maxima auf folgende Jahre fallen:

1704, 1718, 1725, 1738, 1749, 1761, 1773, 1782, 1834, 1847, 1857, 1869, während die Sonnenfleckenmaxima in folgenden Jahren fielen, 1706, 1718, 1728, 1739, 1750, 1761, 1769, 1778, 1837, 1848, 1860, 1870.

In den Jahren 1785—1830 ist der Gang der Kurve sehr unregelmässig und nicht gut mit der Sonnenfleckenkurve in Übereinstimmung zu bringen.

Auch andere Pflanzen zeigen eine ähnliche Abhängigkeit, wie aus den Kurven (Fig. 49) hervorgeht. Die *B*-Kurve stammt von Flammarion und zeigt die Blütezeit der Edelkastanie in der Nähe von Paris in verschiedenen Jahren. Je höher die Ordinata, desto früher trat die Blütezeit ein. Der Abstand zwischen zwei horizontalen Strichen entspricht 6 Tagen. Die *B*-Kurve zeigt, dass die Blütezeit im Jahre 1889

19 Tage später eintrat, wie im Jahre 1894. Diese Kurve zeigt einen sehr übereinstimmenden Gang mit der oben stehenden Sonnenfleckenkurve (*A*). Dasselbe ist der Fall mit den Kurven *D* und *E*, welche nach denselben

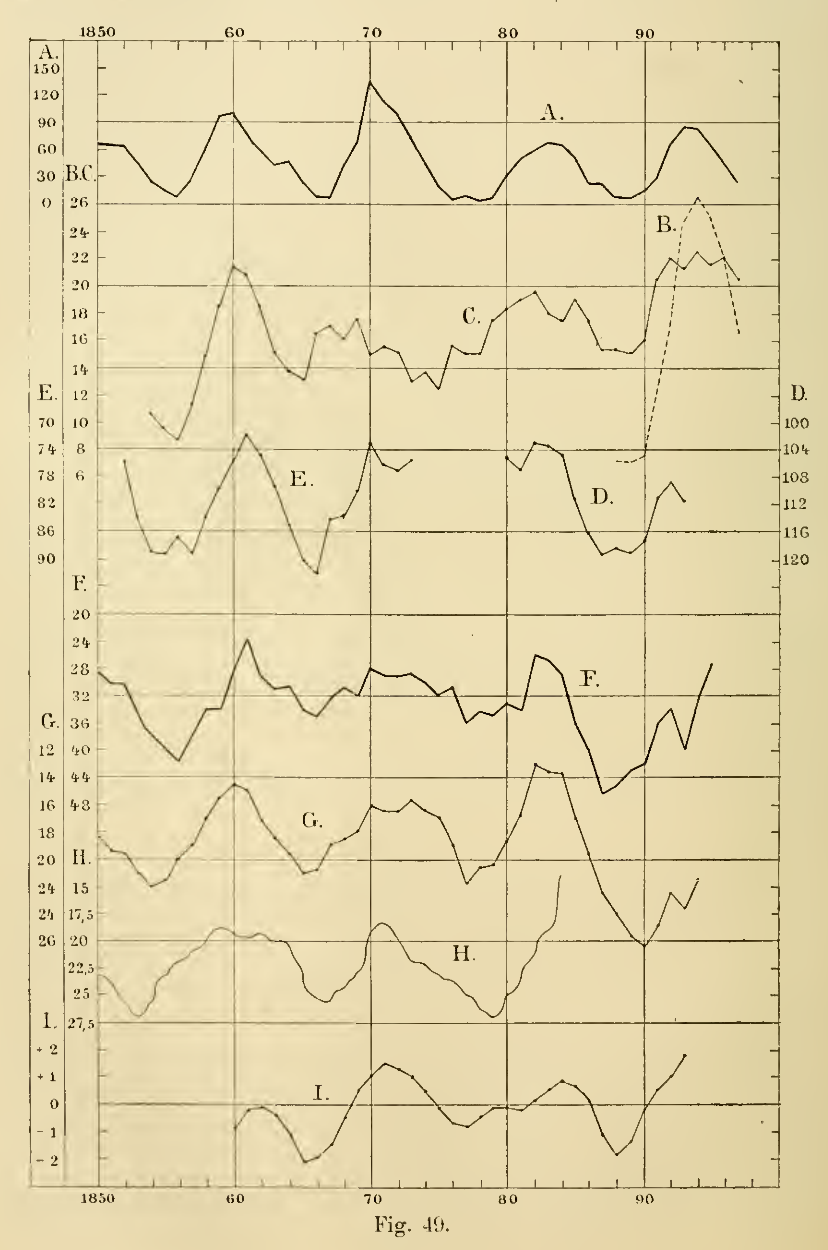


Fig. 49.

Prinzipien konstruiert sind und die mittlere Blütezeit von 5 Pflanzen (Windröschen = Anemone nemorosa, Huflattich = Tussilago farfara, Schlehe = Prunus spinosa, weisse Wucherblume = Chrysantemum Leucanthemum und Hagebutte = Rosa canina) im Distrikt Hants in England, sowie diejenige von Ribes sanguineum bei Edinburgh darstellen. Ebenso verhält sich die Kurve *C*, welche die Rückkunftszeit der Schwalben nach Frankreich (Moulins in Mittelfrankreich) darstellt.

Diese phänologischen Erscheinungen hängen alle auf das innigste mit einer anderen meteorologischen zusammen, nämlich der, dass die Frühlingsmonate in fleckenreichen Jahren (in unseren Gegenden) wärmer sind als in fleckenarmen. Dies hat Flammarion für Juvisy in Mittel-Frankreich gefunden. Seine Beobachtungen umfassen nur ziemlich wenige Jahre. Zu demselben Schluss führen auch die schwedischen Beobachtungen aus den Jahren 1860—1893. Als das deutlichste Beispiel dieser Erscheinungen wird in Fig. 40 Kurve *I* die Abweichung der Temperatur (in ^{0} C.) von dem Mittel in den Frühlingsmonaten (März) in Nordschweden (Norrland) wiedergegeben. Die mittelst der Formel von Galle [1]) ausgeglichenen Daten zeigen einen mit demjenigen der Sonnenfleckenkurve auffallend ähnlichen Verlauf.

Wenn der Frühling warm ist, so schmilzt die Schneedecke frühzeitig, ebenso brechen die Flüsse ihre Eisdecke früher als in anderen Jahren. Folglich treten diese Erscheinungen in sonnenfleckenreichen Jahren früher als in fleckenarmen ein, wie die Kurve *H* in Fig. 49 zeigt, welche die Zeit (Tag des Monats März) des Eisganges im Fluss Kumoelf in Finnland in den Jahren 1850—1884 darstellt. Auch diese Ziffern sind mittels der Galleschen Formel ausgeglichen. Die Übereinstimmung mit der Sonnenfleckenkurve ist stark ausgeprägt. (Für den Anfang des vorigen Jahrhunderts ist dies aber nicht der Fall, was mit vielen ähnlichen Erscheinungen zutrifft.)

Den Grund aller dieser Erscheinungen hat man wahrscheinlicherweise in der herrschenden Windrichtung zu suchen. Wenn im Frühling südliche Winde vorherrschen, so wird er mild. Mac Dowall hat

1) a, b, c, d, e, f und g mögen sieben aufeinander folgende Werte einer Grösse angeben (z. B. der Temperatur um 12^h in sieben nacheinander folgenden Tagen). Diese Grössen schwanken stark durch zufällige Einflüsse. Um einen Teil dieser Schwankung zu eliminieren, berechnet man ausgeglichene Werte nach verschiedenen Formeln. Der nach Galle's Formel ausgeglichene Wert d_1 von d ist $d_1 = \frac{1}{40}(a + 4b + 9c + 12d + 9e + 4f + g)$. Eine gewöhnliche Ausgleichung ist auch $d_1 = \frac{1}{5}(b + c + d + e + f)$.

nun auch für Greenwich erwiesen, dass in sonnenfleckenreichen Jahren die Tage mit Südwinden viel häufiger in der Frühlingszeit vorkommen als in sonnenfleckenarmen. In der Kurve *G* ist die Anzahl der Tage mit Nordwind in den drei ersten Monaten dargestellt und wie in den oben gegebenen phänologischen durch Mittelnahme von je fünf und fünf konsekutiven Werten ausgeglichen. Die Kurve ist umgekehrt, so dass der Nordwind um so seltener war, je höher die Kurve im entsprechenden Jahr liegt. Einen sehr ähnlichen Gang zeigt die Kurve *F*, welche die Anzahl der Frosttage in der Nähe von London in den drei ersten Monaten des Jahres angiebt. Auch diese Kurve ist umgekehrt. Die Übereinstimmung der Kurven *F—I* ist sehr deutlich hervortretend.

Man kann nun weiter gehen und fragen, weshalb die Südwinde (in England und wahrscheinlich auch in unseren Gegenden) die genannte Periodicität aufweisen. Dies kann nicht anders verstanden werden, als durch die Annahme, dass in sonnenfleckenreichen Jahren in den ersten Monaten des Jahres ein ungewöhnlich starkes Barometerminimum im Atlanten (westlich von Europa) liegt. Im allgemeinen liegt ein solches Minimum an der betreffenden Stelle und Zeit, welches von der starken Erwärmung der Luft durch den Golfstrom über die Temperatur der Umgebung herrührt. Man wird also zur Annahme geführt, dass der Golfstrom in sonnenfleckenreichen Jahren (in den ersten Monaten) kräftiger ist als sonst. Dies hängt ohne Zweifel mehr oder wenig eng damit zusammen, dass im Gebiet der Antillen die Cyklonen in sonnenfleckenreichen Jahren viel stärker ausgeprägt sind, als sonst.

Die genannte Erscheinung des Zusammentreffens von milden Frühlingen mit sonnenfleckenreichen Jahren, ist also wahrscheinlicherweise lokaler Art und in anderen Gegenden kann die Regelmässigkeit, wie leicht einzusehen, in umgekehrter Richtung ausfallen. Aber trotzdem sind diese Erscheinungen von einer so grossen Bedeutung für die menschliche Kultur (z. B. für den Ackerbau und die Schiffahrt), dass sie wohl verdienten einer genauen und eingehenden Untersuchung unterworfen zu werden. Man würde bei solchen Unternehmungen wahrscheinlicherweise auf eine überraschende Fülle von höchst interessanten Befunden treffen.

Die nahezu 26tägige Periode. In vielen meteorologischen Erscheinungen, besonders denjenigen des Erdmagnetismus, der Luftelektricität, Gewitter und Nordlichter hat man eine Periode nachgewiesen, welche nicht völlig 26 (nach neueren Bestimmungen 25,929) Tage lang ist. Da nun alle Vorgänge auf der Erde so gut wie ausschliesslich von

der Sonne geregelt werden, hatte man Ursache, eine ebenso lange periodische Änderung in der Sonne zu suchen. Diejenige Sonnenperiode, welche dieser Länge am nächsten kommt, ist ihre Rotationszeit und bevor man diese näher kannte, setzte man den Zusammenhang als sicher festgestellt voraus und bestimmte aus der Periodenlänge die Umdrehungszeit „genauer als mit Hilfe astronomischer Beobachtungen."

Die Umdrehungszeit der Sonne, welche hier in Frage kommen kann, ist die synodische, d. h. diejenige Zeit, welche zwischen zwei Augenblicken verfliesst, in welchen genau derselbe Teil der Sonne von der Erde sichtbar ist. Wenn S die Länge der synodischen Umlaufszeit und U diejenige der siderischen ist, so enthält ein Jahr genau eine U-Periode mehr als die Anzahl der S-Perioden beträgt. Der Beweis ist ganz wie der obige zu führen, dass ein Jahr genau einen siderischen Tag mehr als gewöhnliche (synodische) Sonnentage enthält (vgl. S. 3). Wenn also X die Zahl der siderischen Umdrehungen der Sonne in einem Jahr ist, so erhalten wir zur Berechnung der synodischen Umlaufszeit:

$$X\,U = (X-1)\,S = 365{,}256 \text{ Tage.}$$

Hieraus geht hervor, dass S etwa 2 Tage länger ist als U. Unten ist in einer kleinen Tabelle angegeben, um wie viele Tage ($S-U$) die synodische Umlaufszeit, S, die siderische, U, übersteigt, wenn diese zwischen 24 und 40 Tagen sich ändert, wie es der Fall auf der Sonne ist.

$U=$	24	25	26	28	30	35	40	Tage.
$S-U=$	1,69	1,84	1,99	2,32	2,69	3,71	4,80	Tage.

Nun hat die Sonnenphotosphäre, eigentlich die umkehrende Schicht, nach Dunér Umdrehungszeiten U, welche zwischen 25,46 (am Äquator) und 38,55 Tage (am 75. Breitegrad der Sonne) variieren. Wenn folglich eine Periode in meteorologischen Erscheinungen von der Rotationszeit der Photosphäre herrührt, sollte ihre Länge zwischen 27,37 und etwa 43 Tagen fallen. Folglich kann die Umdrehung der Photosphäre nicht die kürzere Periode von 25,929 Tagen hervorrufen. Da nun die meisten Wirkungen der Sonne mit den Sonnenflecken in Zusammenhang gestellt werden, so könnte man versuchen, ob nicht die Erscheinungen, welche mit den Sonnenflecken in Zusammenhang stehen, die richtige Periodenlänge besässen. Da weiter die Sonnenflecke ihr Maximum bei etwa 15° Breite besitzen, so hat man in erster Linie an die Rotationszeit der Flecke

und Fackeln auf dieser Breite zu denken. Diese beträgt 25,26 bezw. 25,44 Tage, entsprechend Längen der synodischen Periode von 27,13 und 27,34 Tage, folglich mehr als 25,93 Tage. Man wird daher genötigt, die Werte am Sonnenäquator zu prüfen, welche für Fackeln, Flecke und Photosphäre 24,32 24,98 und 25,46 Tage betragen. Hieraus resultieren die synodischen Umlaufszeiten 26,06, 26,82 resp. 27,37 Tage. Der erste Wert stimmt schon bedeutend besser mit der Länge der fraglichen Periode (25,93 Tage). Da nun die Umdrehungszeit immer kürzer wird, je weiter man sich von dem Mittelpunkt der Sonne entfernt, so ersieht man hieraus, dass die Umdrehungszeit 25,93 Tage einer Sonnenschicht zukommt, die in der äquatorialen Gegend ungefähr ebenso hoch wie die höchsten Teile der Fackeln liegt ($^1/_6$ weiter von den Sonnenflecken in vertikaler Richtung entfernt als die mittlere Höhe der Fackeln).

Die Erscheinungen, welche nach dieser Periode variieren, sind die folgenden mit daneben angegebenen mittleren Amplituden:

Erdmagnetische Horizontalintensität	0,2—0,3	Proz.	(Makerstoun, Hobarton 1844—45).
„ Deklination	1,2—2,2	Bogenminuten	(Prag, Wien 1870).
„ Inklination	0,8	Bogenminuten	(Prag 1870).
„ Störungen der Deklination	0,3—0,5	„	(Wien 1882—83).
„ „ „ „	1,1	„	(Pawlowsk 1882—83).
„ „ „ Intensität	0,044	Prozent	„ „
Nordlichter (Anzahl beobachtete)	12—25—45	Proz.	(Island, Schweden, Norwegen).
Südlichter „ „	100	„	
Gewitter	18—29	„	(Schweden, Süddeutschland).
Luftdruck	5—3—0,5	mm	(Makerstoun, Hobarton 1844—45, Prag 1870).

Es war Hornstein, welcher diese Periodicität entdeckte. Er fand, dass 1870 die Deklination der Magnetnadel zu Prag eine Periode von etwa 26,5 Tagen Länge mit einer Amplitude von etwa 1,4′ besitzen sollte. Schuster, welcher die Hornsteinsche Berechnung einer äusserst interessanten Kritik unterworfen hat, gelangt zu dem Resultat, dass der Befund von Hornstein sehr zweifelhaft ist. Noch mehr gilt dies für die Periodicität der anderen Erscheinungen, welche Hornstein untersuchte, nämlich des Luftdruckes und der Horizontalintensität des Erdmagnetismus. Dagegen sind einige auffällige Regelmässigkeiten in den Ergebnissen der neueren Untersuchungen von Müller, Liznar und Ad. Schmidt vorhanden, die auf eine wirkliche Existenz der nahezu 26tägigen Periode deuten. Diese Meinung wird durch v. Bezold's Untersuchungen unterstützt, wonach die Gewitter in Süddeutschland eine Periode von 25,84 Tagen besitzen sollen (1880—87).

H. E. Hamberg untersuchte die Gewitter in Schweden (1880—90), um die Periode v. Bezolds nachzuweisen, fand dieselbe aber sehr zweifelhaft.

Ekholm und Arrhenius untersuchten danach die Nordlichter und fanden eine Periode von 25,929 Tagen, die sehr ausgeprägt war in den Beobachtungen aus Schweden und Norwegen, und in den Südlichtern. Weniger deutlich war diese Periode in den Nordlichtern aus Island und Grönland und gar nicht in denjenigen von Nordamerika zu erkennen. Eine starke Stütze erhielt diese Periodicität dadurch, dass die Gewitter, geordnet nach der neuen Periode für Schweden, zu sehr nahe demselben Resultat wie für Süddeutschland führten. Die Grösse der wahrscheinlichen Fehler in der Amplitude der Periode zeigen, dass in allen diesen Fällen die Periodicität so gut wie sicher konstatiert ist.

Wenn aber die Nordlichter diese Periodicität besitzen, so kommt dieselbe wahrscheinlicherweise auch den mit den Nordlichtern so nahe verwandten magnetischen Störungen zu. Vergeblich wurde aber nach einer ähnlichen Periode in der Häufigkeit der Sonnenflecke gesucht.

Auch bei der sogenannten Luftelektricität tritt eine Periodicität deutlich hervor, wenn man die Daten nach einer Periodenlänge von 25,929 Tagen ordnet.

Es möge hier bemerkt werden, dass sowohl die Nordlichter wie die Luftelektrizität (auf Stationen, die nicht allzu weit von den Polen gelegen sind) eine andere Periodicität zeigen, indem sie nach dem tropischen Monat variieren, so dass die Frequenz der Nordlichter und die Stärke der Luftelektricität auf der nördlichen Halbkugel am grössten sind, wenn der Mond seine grösste südliche Deklination besitzt (am südlichen Lunistitium). Auf der südlichen Halbkugel verhält es sich umgekehrt, so dass die Maxima in der Nähe des südlichen Lunistitiums eintreten. Für die Luftelektricität gilt dies nur betreffs nahe an den Polen gelegenen Stationen (Cap Thordsen auf Spitzbergen, Cap Horn) und einigermaassen für St. Petersburg und Helsingfors. Bei südlicher gelegenen Stationen wird die luftelektrische Wirkung sehr schwach (Perpignan) und zeigt nicht so grosse Regelmässigkeit.

Wenn man die Anzahl der Sonnenflecke und der Polarlichter Monat für Monat oder Tag für Tag zusammenstellt, findet man keine deutliche Übereinstimmung im Gang der beiden Erscheinungen.

Theoretisches. Um nun den unzweifelhaften Einfluss der Sonne auf die Nordlichter und die erdmagnetischen Störungen zu verstehen, kann man sich folgende Vorstellung machen. Bei den Ausbrüchen aus der Sonne entstehen durch Gaskondensation in der äusserst verdünnten Gas-

schicht der Corona kleine flüssige und feste Partikelchen. Nach neueren Untersuchungen ist es gelungen, Flüssigkeitshäutchen von 5 $\mu\mu$ Dicke darzustellen. Es ist folglich wohl denkbar, dass Tröpfchen von so geringem Durchmesser in der Natur vorkommen können. Da nun undurchsichtige Tröpfchen von dem Durchmesser 1500, 600, bezw. 220 $\mu\mu$, wenn sie das specifische Gewicht des Wassers, Granits oder Eisens besitzen, ebenso stark durch die Sonnenstrahlen abgestossen, wie von der Sonnenschwere angezogen werden, so müssen noch kleinere Tröpfchen mit einer Kraft fortgetrieben werden, die mit der Kleinheit der Tröpfchen zunimmt (vgl. S. 121). Wenn die Partikelchen Licht reflektieren, wird die Abstossung verstärkt. Bei einem Ausbruch aus der Sonne eilen infolgedessen die kleineren Tröpfchen den grösseren in den Raum hinein voraus. Genau dieselbe Erscheinung sieht man an den Kometenschweifen, welche, wie die Coronamaterie, teilweise aus festen oder flüssigen Partikelchen bestehen. Aus der Krümmung der Kometenschweife kann man folgern, dass die Abstossung der Partikelchen umgekehrt dem Quadrate der Entfernung proportional ist, wie es aus dem Gesetze der Strahlungsintensität folgt. Die Abstossung ist in verschiedenen Fällen aus der Grösse der genannten Krümmung berechnet und gleich 18,5, 3,2, 2,0 bezw. 1,5 mal der Schwere gefunden.

Es eilen folglich nach allen Seiten von der Sonne Staubpartikelchen hinaus, deren Richtung anfänglich von den atmosphärischen Strömungen der Sonne beeinflusst wird, sich aber später einer Geraden nähern muss, die durch den Sonnenmittelpunkt gelegt ist. Wahrscheinlicherweise sind zufolge der langsamen Achsendrehung der Sonne diese Ausströmungen wie diejenigen, die Kometenschweife bilden, schwach gekrümmt, da aber die Erde nicht weit von der Ebene des Sonnenäquators liegt, können wir diese Krümmung nicht wohl beobachten. Diese Strömungen von Sonnenstaub sollten die eigentümlichen Strahlen der äusseren Corona bilden, welche hauptsächlich über den Gebieten der maximalen Unruhe des Sonnenkörpers sich ausdehnen.

Nun ist es höchst wahrscheinlich, dass diese Tröpfchen elektrisch, und zwar negativ elektrisch, sind. Bei den Ausbrüchen auf der Sonne entstehen nämlich, wie Zöllner und vor ihm Respighi und Tacchini meinten, gewaltige Elektricitätsentwickelungen und Entladungen, wie bei den vulkanischen Ausbrüchen auf der Erde. Nur ist vorauszusetzen, dass alles auf der Sonne nach einem viel gewaltigeren Maassstab geht.

Infolge dieser Entladungen, besonders derjenigen, welche in den äusseren Teilen der Sonnenatmosphäre stattfinden, entstehen Kathoden-

strahlen. Diese besitzen die merkwürdige Eigenschaft, Gase in der Weise leitend zu machen, dass sie die Molekeln derselben in positive und negative Ionen zerlegen. Diese Ionen besitzen wiederum, nach Untersuchungen von J. J. Thomson und seinem Schüler C. T. R. Wilson, die wichtige Eigenschaft als Kondensationskerne zu dienen für Gase, die in den flüssigen Zustand übergehen. Und zwar wirken die negativ geladenen Ionen viel stärker kondensierend als die positiven.

Die aus der Sonne ausgeschleuderten Gase werden deshalb bei ihrer Kondensation hauptsächlich, wenn nicht ausschliesslich, negative Tröpfchen bilden. Die grössten derselben fallen auf die Sonne zurück und erteilen derselben eine negative Ladung, andere werden in den Raum hinausgestossen und die äusseren Teile der Sonnenatmosphäre behalten eine stark positive Ladung.

Die hinausgestossenen negativen Tröpfchen unterliegen also nicht nur der Schwere und der Abstossung zufolge der Strahlung, sondern auch elektrischen Kräften, welche sie zur Sonne zurückzuführen streben. Alle diese Kräfte wirken aber nach demselben Gesetz, umgekehrt proportional dem Quadrate der Entfernung vom Mittelpunkte der Sonne; die resultierende Kraft wird also in derselben Weise wirken.

Dieser Sonnenstaub breitet sich nun von den Eruptionen auf der Sonnenoberfläche nach allen Richtungen in den Raum aus. Damit ein solches Körnchen die Erde in 20—30 Stunden erreicht, wie Maunder und Riccò meinen, müsste die totale abstossende Kraft etwa 3,5 bis 2,3 mal diejenige der Schwere übertreffen.

Natürlicherweise werden diese Tröpfchen einen Teil des Sonnenlichtes wegnehmen und in Wärme verwandeln. Es ist aber leicht zu zeigen, dass sie in einer geringen Entfernung (etwa 10 Sonnendurchmessern) und weiter hinaus mit sehr nahe konstanter Geschwindigkeit sich bewegen. Daraus folgt, dass in grösseren Entfernungen als der genannten (etwa $^1/_8$ der Merkurbahn) die Lichtabsorption nur einen geringen Bruchteil von der in kleineren Entfernungen absorbierten Menge ausmacht. In grösseren Entfernungen kann die Sonnenstrahlung folglich als nahezu ungeschwächt angesehen werden.

In ähnlicher Weise kann man schliessen, dass die Massen dieser Tröpfchen allzu unbedeutend sind, um eine Störung der Planetenbewegungen im Sonnensystem zu verursachen.

Einige von diesen negativ geladenen Tröpfchen gelangen in die Erdatmosphäre und werden von den höchsten Schichten derselben wie Sternschnuppen verzögert. Wie die Sonnenstrahlen, fallen die allermeisten

da, wo die Sonne am höchsten steht, d. h. zwischen den Wendekreisen; sehr wenige fallen auf die polaren Gegenden. Die höchsten Schichten der Atmosphäre werden demzufolge stark mit negativen Partikelchen geladen. Dieselben werden mit den Winden zu höheren Breiten geführt. Infolge der negativen so entstandenen Ladung der höheren Luftschichten, erfolgen Entladungen, und Kathodenstrahlen entstehen in diesen Schichten.

Neuerdings hat Paulsen bei seiner Untersuchung des Nordlichts nachgewiesen, dass dasselbe die Eigentümlichkeiten der Kathodenstrahlen besitzt. Er liess die schwierige Frage, woher die Kathodenstrahlung aus den höchsten Luftschichten herrührt, unbeantwortet. Diese Schwierigkeit fällt nach dem oben stehenden gänzlich weg.

Die Kathodenstrahlen zeigen auch eine Tendenz parallel den Kraftlinien eines Magnetfeldes zu verlaufen. Folglich bleiben sie in der Nähe des Äquators in der Höhe, indem sie sich in der Richtung der mit der Erdoberfläche parallelen Magnetkraftlinien bewegen. In sehr dünner Luft sind aber die Bahnen der Kathodenstrahlen schwer sichtbar. Infolgedessen werden Polarlichter in der Nähe des Äquators selten sein, in einer gewissen Entfernung von dem Pole, wo die Kathodenstrahlen in genügend tiefe Schichten gelangen, dass die phosphorescierende Luftmasse zu stärkeren Lichtentfaltungen ausreicht, werden sie am gewöhnlichsten sein. Man erhält auf diese Weise einen den Nordpol und den Magnetpol umgebenden Ring, wo die Nordlichter am gewöhnlichsten sind. Weiter ersieht man, dass die Höhe der Nordlichter über der Erdoberfläche um so grösser sein wird, je weiter sie vom Pole vorkommen, was auch mit der Erfahrung übereinstimmt.

Nehmen wir jetzt an, die Sonnenthätigkeit schwanke, so folgt daraus, dass in den eruptionsreichen Jahren mehr Polarlichter vorkommen als sonst. Offenbar werden die in höheren Luftschichten vor sich gehenden elektrischen Entladungen, die relativ nahe am Äquator stattfinden, am meisten durch eine erhöhte Sonnenwirkung begünstigt werden. Infolge der Mitführung der Partikelchen mit dem Wind werden elektrische Strömungen verursacht, welche die magnetischen Störungen hervorrufen. In der Natur derselben kann man deutlich den Einfluss der in höheren Schichten herrschenden Windrichtungen erkennen. Weiter kann man verstehen, dass einige Aktionscentra auf der Sonnenoberfläche wirksam sind, wodurch die 25,93tägige Periode der Sonnendrehung am Äquator verständlich wird. Denn die Staubteilchen, welche zu uns gelangen,

sind hauptsächlich von den uns gegenüberliegenden Teilen der Sonne, d. h. von der Nähe des Sonnenäquators ausgeschleudert.

Die Polarlichter haben eine jährliche Periode mit einem Maximum im März und September. Dies tritt dann ein, wenn die Erde so weit wie möglich von den Knoten des Sonnenäquators steht. Denn die Aktivität der Sonne hat ein Minimum am Sonnenäquator und die Erde steht gegenüber dem Sonnenäquator am 5. Dezember und 3. Juni. Das Frühlingsmaximum, bei welchem die Erde gegenüber der Südseite der Sonne steht, wo die Frequenz der Flecken und Fackeln zwischen 0° und 10° Br. schwächer als auf der Nordseite ist (vgl. oben S. 128), scheint etwas schwächer als das Herbstmaximum zu sein.

Infolge der Einstrahlung des Sonnenstaubes in der Nähe des Äquators wird die negative Ladung der Erdoberfläche von da zu der nicht bestrahlten Hälfte der Erde getrieben. Folglich wird die negative Ladung der Erdoberfläche, die sogenannte atmosphärische Elektricität, im Winter und in der Nacht kräftiger sein wie im Sommer und am Tag. Die negative Ladung der Erde rührt wahrscheinlicherweise von durch Regen hinuntergeführten negativen Ionen aus der durch das Nordlicht ionisierten Luft. Die stärkere Entwickelung der hochgehenden Cirrhuswolken in sonnenfleckenreichen Jahren ist durch die kondensierende Wirkung der ionisierten Luft leicht verständlich.

Nach dieser Anschauung lassen sich die tägliche Veränderung der erdmagnetischen Kraft und die elfjährigen Schwankungen derselben erklären. Wir werden darauf im betreffenden Kapitel zurückkommen.

Natürlicherweise kann diese Einstrahlung von negativer Elektricität nicht ins Unendliche fortsetzen, ohne dass derselben ein Abfluss bereitet wird. Nun wissen wir von negativ geladenen Körpern, dass dieselben bei Belichtung mit ultraviolettem Licht ihre Ladung langsam verlieren. Dies rührt ohne Zweifel zum Teil davon her, dass die umgebenden Gase, welche von ultraviolettem Licht durchstrahlt werden, ein wenig in ihre Ionen zerlegt sind. Ultraviolette Strahlen kommen in Menge in dem Sonnenlicht vor, und obgleich, wegen der kolossalen Verdünnung der Luft in den vom Sonnenstaub geladenen Schichten, die Leitfähigkeit ausserordentlich gering ist, so wird jedoch zuletzt bei genügend hoher Ladung die Entladung ebenso kräftig, wie die Ladung wirken. Die Ladung zieht die positiven Ionen der Luft an, während die negativen sich entfernen und dabei, anfangs in der Richtung des Erdradius, sich in den Weltraum hinausbegeben. Ein Teil dieser Ionen kondensiert kleine Tröpfchen aus den umliegenden Gasen (welche Kohlensäure und wohl immer etwas

Wasserdampf enthalten) und werden danach der abstossenden Wirkung der Sonnenstrahlung unterworfen, wodurch ihre Bahn allmählich gebogen wird und zuletzt in annähernd gerader Linie von der Sonne verläuft etwa wie die Fig. 50 andeutet.

Da nun die stärkste Ladung sich gerade da befindet, wo die Sonne am höchsten steht und ebendaselbst die stärkste ultraviolette Strahlung stattfindet, so wird die Entladung ein Maximum in der Ebene der Ekliptik besitzen. Ebenfalls werden da ohne Zweifel zufolge der aufsteigenden stark feuchten Luftströme die günstigsten Bedingungen der Kondensation vorherrschen. Die Folge davon wird sein, dass in der Ebene der Ekliptik (des Papieres in Fig. 50) ein starkes Maximum der Frequenz der negativ geladenen Partikelchen vorkommt. Es wird das Aussehen haben, als gingen von den Umgebungen der beiden Punkte, wo die Ekliptik den Rand der beleuchteten Erdhälfte durchschneidet, zwei kometenschweifartige Lichtbüschel in der Ebene der Ekliptik nach der Nachtseite der Erde hinaus. Diese Lichtbüschel nehmen nach den Seiten und mit der Höhe über dem Horizont an Stärke ziemlich schnell ab (letzteres wegen der zunehmenden Entfernung). Wo die beiden Lichtbüschel zu konvergieren scheinen, d. h. diametral gegenüber der Sonne, entsteht aus perspektivischen Gründen der sogenannte Gegenschein. Dieser Gegenschein wird durch die zur Sonne zurückfallenden Partikelchen verstärkt, welche durch Zusammenstoss von zwei oder mehreren Tröpfchen entstanden und nachher zu gross sind, um weiter von den Sonnenstrahlen gegen der Schwerkraft weggetrieben zu werden.

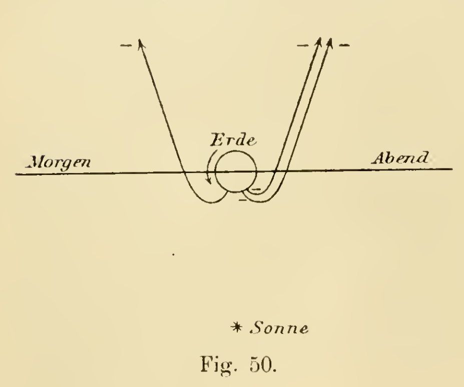


Fig. 50.

Es ist leicht ersichtlich, dass der in Fig. 50 gezeichnete Büschel auf der rechten Seite mehr Partikelchen enthalten wird wie derjenige auf der linken. Denn während des Tages sammelt sich immer mehr Ladung auf der belichteten Erdseite, dagegen relativ wenig auf der unbelichteten wegen der nach der Sonne zurückkehrenden Partikelchen. Durch die Erddrehung wird folglich die rechte Seite, welche dem Abendhimmel entspricht, eine stärkere Lichterscheinung aufweisen. Dies stimmt in allen Details mit dem Aus-

sehen des Zodiakal- oder Thierkreislichtes überein, dessen Erklärung bisher so viele Schwierigkeiten geboten hat. Man hätte allen Anlass zu vermuten, dass in sonnenfleckenreichen Jahren das Zodiakallicht sich kräftiger entfaltete, wie in fleckenarmen, es giebt aber Angaben über ein entgegengesetztes Verhalten, die jedoch als sehr unsicher bezeichnet werden. Vielleicht rühren diese Angaben davon her, dass der Himmel in sonnenfleckenreichen Jahren unreiner ist als in sonnenfleckenarmen (vgl. oben S. 141).

Alle Himmelskörper im Sonnensystem werden nach dieser Anschauung in ihrer nächsten Umgebung eine Art von Schweif besitzen, bestehend aus den negativen Ionen ihrer Atmosphäre mit darauf kondensierten kleinen Tröpfchen. Je nach der Grösse dieser Tröpfchen werden diese Schweife der Sonne zu- oder abgewendet sein. Im Falle, dass keine Kondensation um diese Ionen entstanden ist, werden sie von der beleuchteten Seite des Himmelskörpers in der Richtung der Radien des Planeten ausströmen.

Zufolge der negativen Ladung der Himmelskörper wird auch ein Teil von den von der Sonne kommenden negativ geladenen Partikelchen, welche in die Nähe dieser Himmelskörper kommen, eine gekrümmte Bahn erhalten, so dass diese Partikelchen Hyperbelbogen beschreiben. Hinter den Himmelskörpern, von der Sonne aus gerechnet, wird eine Art von elektrischem Schatten sich ausbilden, welcher von negativen Partikelchen frei ist, ungefähr wie die Achse eines Kometschweifes. An den Seiten dieses Schattens wird dagegen eine relative Anhäufung der geladenen Teile stattfinden. In eben derselben Weise wird Sonnenstaub, der nach der Sonne zurückkehrt, von den Himmelskörpern aus der Bahn gelenkt und eine Art Schatten auch auf der Sonnenseite des Himmelskörpers bilden.

Auf diese Weise wird es möglich sein, die elektrische und magnetische Einwirkung des Mondes auf die Erde zu erklären. Bei Mondfinsternissen glaubt man bisweilen beobachtet zu haben, dass der Schatten der Erde in der Umgebung des Mondes sichtbar gewesen ist. Dies hat man als den Schatten der Erde auf dem in der Nähe des Mondes befindlichen Staube gedeutet. Man glaubte früher, dass dieser Staub von der Erde herrührt; es erscheint aber wahrscheinlich, dass er zum Teil vom Monde kommt oder aus Sonnenstaub besteht.

Die Entstehung von Meteoriten. Wenn nun die Sonne Tag aus Tag ein geladene Tröpfchen nach allen Seiten aussendet, und dasselbe in ähnlicher Weise an anderen Fixsternen vor sich geht, so wird in

der Länge der Zeit eine Menge Substanz den Sonnen entwendet und auf den Himmelsraum verteilt. Zwar läuft dieser Prozess sehr langsam ab, nachdem der Nachthimmel auch nicht im entferntesten so hell leuchtet wie die Kometenschweife, und diese durch ihre unerhört geringe Masse gekennzeichnet sind, aber in einer unendlich langen Zeit müssten doch die Sonnen stark abgenommen haben. Der unvergleichlich grösste Teil fällt ohne Zweifel in der nächsten Nähe der Sonnen zurück und zwar solche Partikel, die zu gross sind, um abgestossen zu werden, sei es, dass sie von Anfang an so gross gewesen sind, sei es, dass sie durch fortlaufende Kondensation oder Zusammenstoss mit ähnlichen Partikelchen diese Grösse erhalten haben. Diese Partikelchen bilden wohl die Hauptmasse der festen Teile der Sonnencorona.

Zufolge sowohl dieses Zurückfallens als auch der in der Nähe der Sonne beschleunigten Bewegung des Sonnenstaubes muss dieser mit zunehmender Entfernung von der Sonne schneller an Frequenz abnehmen als proportional dem Quadrate der Entfernung vom Sonnenmittelpunkt.

Etwas weiter hinaus werden die Zusammenstösse relativ seltener sein. Aber auf alle Fälle kommen sie doch hin und wieder vor. Ein kaum merklicher Teil wird von Planeten, Monden und Kometen eingefangen. Die meisten Partikelchen setzen aber ihren Weg durch den unendlichen Raum fort. Ein Teil von ihnen stürzt in andere Himmelskörper ein und zwar vorzugsweise in diejenigen, welche die grösste Flächenausdehnung besitzen. Dies trifft ohne Zweifel für die Nebel zu und wir können somit verstehen, wie diese durch die eingeführten negativen Ladungen trotz der sehr niedrigen Temperatur Licht aussenden können (vgl. S. 43).

Ein anderer Teil erleidet Zusammenstösse mit ähnlichen Partikelchen und zwar werden diejenigen, welche die geringste Geschwindigkeit besitzen, wieder nach der Ausgangsquelle zurückkehren. Andere gelangen durch ihre grosse Geschwindigkeit aus dem Anziehungsbezirk dieser Quelle, wachsen allmählich in Grösse durch neue Zusammenstösse und bilden zuletzt selbständige Anziehungscentren. Anfangs spielen wohl die kapillären Kräfte die Hauptrolle beim Zusammenhalten dieser Aggregate. Die Kohlenwasserstoffe, die im Weltraum und besonders in der Nähe der Sonne, obgleich in äusserst verdünnter Form, wahrscheinlicherweise verteilt sind, oder andere kondensierbare Gase, die sich am Tröpfchen niedergeschlagen haben, dienen wohl dabei als Haftmittel und in der Länge der Zeit als Lösungsmittel, wodurch Verwachsungen zustande kommen

können. Nachdem grössere Mengen auf diese Weise gesammelt sind, würde die elektrische Ladung ein weiteres Zusammenballen verhindern, wenn sie nicht unter Einfluss von ultravioletter Strahlung allmählich schwinden würde.

Wenn nur grössere Körnchen zusammentreffen, können dieselben nur in geringem Grade zusammensintern. Es ist nach Nordenskiöld für die Meteorite charakteristisch, dass sie äusserst schwachen Zusammenhang besitzen. Sie können häufig durch Druck zwischen den Fingern zerquetscht werden, wodurch Nordenskiöld zu dem wohl etwas zu expressiven Ausdruck veranlasst wurde, dass die Meteorite müssen „Atom für Atom" angewachsen sein. Auch Daubrée macht auf diese charakteristische Eigenschaft aufmerksam. Schmilzt man nämlich einen Steinmeteoriten im Feuer, so erhält man nach dem Erkalten eine Sammlung von grossen Krystallen der Einzelbestandteile. Der Meteorit selbst besteht aber aus kleinen verschwommenen Kryställchen von Silikaten, zwischen welche zahllose Eisenkörnchen regellos eingesprengt sind. Der Meteorit kann also nie aus einem geschmolzenen und nachher erstarrten Klumpen bestanden haben, sondern seine Teile müssen gesondert Partikelchen für Partikelchen in den festen Zustand übergegangen sein und nachher durch Zusammenballen sich gebildet haben. Dies entspricht vollkommen der Vorstellung von der Art und Weise, wie die Tröpfchen aus den Sonnen sich zu grösseren Stücken sammeln. Es ist wohl demnach anzunehmen, dass die Meteorite und damit die Kometenmaterie in dieser Weise entsteht.

Die Kometen dunsten wiederum, wenn sie in die Nähe einer Sonne kommen, die flüchtigen Substanzen wie Kohlenwasserstoffe ab, welche sich sodann kondensieren und zur Bildung der Kometenschweife Anlass geben. Die Schweifmaterie wird ihrerseits von den Sonnenstrahlen abgestossen und geht in den unendlichen Raum hinaus. Die Hauptteile der Kometen werden wohl allmählich in Form von Sternschnuppen und Meteoriten von den grösseren Himmelskörpern, Sonnen und Planeten, eingefangen.

Auf diese Weise kommt ein, wenn auch ausserordentlich langsam vor sich gehender Austausch von Materie zwischen den Himmelskörpern zustande. Teils werden durch Meteoriten zu den Sonnen Körper geführt, welche zum grösseren oder geringeren Teil anderen Sonnen entstammen. Aber im grossen und ganzen verlieren die Sonnen, während die kälteren Himmelskörper, vor allem die Nebel, gewinnen. Dies geschieht nach dem allgemeinen Gesetz, dass Materie von warmen nach kalten Stellen wandert.

In dieser Weise wird in der Unendlichkeit der Zeit die Ungleichheit in der Zusammensetzung der Himmelskörper allmählich ausgeglichen. Natürlicherweise werden die verschiedenen Stoffe zu diesem Transport in verschiedenem Maass geeignet sein. Diejenigen, welche sich leicht kondensieren, werden, wenn sie überhaupt vorhanden sind, vorgezogen. In dieser Beziehung spielen die Kohlenwasserstoffe eine hervorragende Rolle. Es ist deshalb nicht zu verwundern, dass sie bei den Kometen, wie weiter unten gezeigt wird, am meisten vorkommen. Dagegen würde man vermuten, dass ein Körper wie Helium zum Transport sehr wenig geeignet ist, weil er so gut wie unkondensierbar ist und keine (kondensierbaren) Verbindungen bildet. Man hat jedoch Helium in Meteorsteinen absorbiert aufgefunden, natürlicherweise nur in sehr geringer Menge. Wie oben angedeutet, ist auch Helium (im Gegensatz zu Wasserstoff) ziemlich ungleichmässig unter den Sternen verteilt.

Die Wärme der Sonne. Da die Sonne jährlich so viel Wärme verliert, dass auf jedes Gramm ihrer Masse 2 cal. kommen, so würde sie nicht lange diese ungeheuren Verluste aushalten, ohne dass ihre Temperatur stark sinken würde. Wäre auch ihre Temperatur im Mittel 10 Millionen Grad und ihre spezifische Wärme doppelt so gross wie diejenige des Wassers (bekanntlich steigt die spezifische Wärme der Körper mit der Temperatur), so würde sie doch nicht 10 Millionen Jahre mit der jetzigen Haushaltung ihre Glut behalten können. Nun schliessen die Geologen aus ihren Untersuchungen, dass das Leben auf der Erde mindestens 100 Millionen Jahre bestanden hat, in welchem Zeitabschnitt die Sonnenstrahlung sich nicht besonders stark hat ändern können. Da aber nach Stefans Gesetz die Wärmestrahlung der vierten Potenz der absoluten Temperatur proportional wächst, so müsste die jetzige Wärmestrahlung einen Bruchteil von einem Prozent derjenigen am Anfang der Periode sein. Dies ist aber nicht wohl möglich, man muss sich also fragen, woher nimmt die Sonne die ungeheure Wärmemenge, die sie auf den kalten Weltraum verschwendet, und wovon nur der 2200000000. Teil auf das Loos der Erde kommt.

Diese Frage beantwortete der berühmte Begründer der mechanischen Wärmetheorie Rob. Mayer so: Die Himmelskörper, welche in die Sonne hineinstürzen, besitzen eine grosse Geschwindigkeit, welche sich in Wärme umsetzt. Auf diese Weise kann die Sonne, wenn sie immer mit Meteoriten gefüttert wird, ihre Temperatur konstant erhalten. Auch die Planeten sollten allmählich zum Mutterschoos der Sonne zurückkehren und ihre eigene Existenz aufopfernd, die Kraft ihrer Urheberin, aber nur für kurze

Zeit — Mayer berechnete für die Erde nicht völlig hundert Jahre — aufrecht erhalten. Da nun die Masse der Sonne etwa 324000 mal grösser als diejenige der Erde ist, so müsste zur Aufrechterhaltung der Sonnenwärme während 10 Mill. Jahren eine Meteormasse in die Sonne eingestürzt sein, welche etwa ein Drittel der Sonnenmasse ausmacht. Es zeigt aber die Beobachtung, dass keine Meteormassen von genügender Menge in der Nähe der Sonne (in unserem Planetensystem) vorhanden sind. Und warum sollten die blindlings herumlaufenden Meteormassen eher die Sonne treffen als die Planeten? Diese müssten wohl auch durch Meteorfall aufgeglüht werden wie die Sonne. Man hat auch gegen Mayers Hypothese eingewendet, dass die Rotationsgeschwindigkeit der Sonne durch das Herabfallen der Meteore abnehmen (um einen Tausendstel in etwa 30 Jahren) und in der Länge der Zeit ganz verloren gegangen sein müsste (vgl. jedoch S. 125).

Aus diesen Schwierigkeiten fand Helmholtz einen Ausweg. Er machte auf den grossen Energievorrat aufmerksam, welcher durch das Fallen der Sonnenmasse selbst, d. h. durch die Zusammenziehung der Sonne frei werden kann. Falls die Sonnenmasse $2 \cdot 426 : 27.4 = 31{,}1$ Meter fiele, würde dies zur Erwärmung um 2 cal. pro Gramm der Sonnenmasse genügen, da 1 cal. 426 Grammeter entspricht und die Schwerkraft auf der Sonne 27,4 kräftiger wirkt als auf der Erde. Diese Ziffer gilt für die Oberflächenteile. Da nun die tiefer liegenden Teile eine kürzere Strecke fallen und teilweise einer geringeren Schwerkraft unterworfen sind, erhält man eine grössere Ziffer für die zur Erhaltung der Sonnenenergie nötige Zusammenziehung. Helmholtz berechnete, dass eine Verminderung des Sonnenhalbmessers um 6 km im Jahrhundert zur Deckung der Wärmeausgabe genügen würde. Eine solche Schrumpfung wäre für astronomische Messungen ganz unmöglich wahrzunehmen. In älteren Zeiten, als die Sonne viel grösseren Durchmesser hatte und infolgedessen die Schwere auf und in der Sonne viel geringer war wie jetzt, musste die Schrumpfung viel geschwinder vor sich gehen. Wenn die Sonne sich von unendlicher Ausdehnung auf ihre jetzige Grösse zusammengezogen hätte, würde die Wärmemenge zur Deckung der Ausgabe von Sonnenwärme, wenn sie immer gleich gross wie jetzt gewesen wäre, nicht um mehr als etwa 10 Millionen Jahre ausgelangt haben. Und wenn die Sonne sich zusammenzöge, bis sie die Dichte der Erde erreichte, d. h. auf etwa ein Viertel ihres jetzigen Volumens, so würde die so erlangte Wärme etwa 17 Millionen Jahre ausreichen. Aber schon lange vordem müsste man erwarten, dass eine feste Kruste die Sonne

bedeckt hätte, wodurch ihre Ausstrahlung so stark gesunken wäre, dass kein Leben mehr auf der Erde existierte. Helmholtz schätzte deshalb die Dauer des jetzigen Zustandes auf höchstens 6 Millionen Jahre.

Die Berechnung von Helmholtz ist in späterer Zeit von Lord Kelvin mit den besseren Daten, die von der messenden Physik in der Zwischenzeit geschaffen worden sind, umgerechnet worden. Zwar ist dadurch eine geringe Erhöhung von etwa 25 Prozent in Helmholtz's Ziffern entstanden. Wir müssen aber doch zugeben, dass eine Existenzzeit des Lebens von gegen 15 Millionen Jahren vor und halb so lange nach unserer Zeit viel zu knapp zugemessen ist. Die Geologen sind auch keineswegs mit den Resultaten von Lord Kelvins Rechnung zufrieden, und ein heftiger Streit ist in den naturwissenschaftlichen Kreisen Englands wegen dieser Frage entstanden. Man scheint immer mehr geneigt, den Geologen Recht zu geben, wonach folglich die ergiebigste Wärmequelle der Sonne von Helmholtz nicht gefunden wäre.

Man hat wohl vor allen anderen Versuchen zur Erklärung der Sonnenwärme an chemische Prozesse gedacht. Sind doch die chemischen Verbindungswärmen weitaus die ergiebigsten Wärmequellen auf unserer Erde, mit denen die Wärmequellen, die durch Verwendung mechanischer Energie gespeist werden, in keiner Weise verglichen werden können. Denken wir uns aber, die Sonne bestände aus Kohle, so würde ihre Verbrennung zu Kohlensäure nur dazu genügen, um etwa 8000 cal. für jedes Gramm zu entwickeln. Diese Wärmemenge würde ja höchstens gegen 4000 Jahre die Wärmeverluste der Sonne decken können. Diese Rechnung schreckte die meisten vor weiteren Ausführungen auf diesem Gebiete ab. Nur der französische Astronom Faye glaubte mit dem Wert der chemischen Prozesse in diesem Fall rechnen zu dürfen. Er sagte: Im Inneren der Sonne ist wegen der hohen Temperatur alles in seine elementaren Bestandteile zerlegt. Kommen aber die zersetzten Körper (Atome) zur Oberfläche der Sonne, vereinigen sie sich da in der relativen Kälte und geben zu grossen Wärmeentwickelungen Anlass. Diese Ansicht ist aber vollkommen unhaltbar. Entweder sinken die neuentstandenen chemischen Verbindungen nach einiger Zeit in das Innere der Sonne zurück und zerfallen wiederum in Atome, wodurch folglich genau so viel Wärme wieder verbraucht wird, wie bei ihrem Hinaustreten produziert wurde. Oder bleiben die Verbindungen an der Sonnenoberfläche bestehen, in welchem Fall eine dicke Schicht von chemisch verbundenen Körpern die äussersten Teile der Sonne ausmachen müsste. Solche Verbindungen zeigen aber, wie die roten Sterne, kannelierte Spektra. Da

dies aber nicht für die Atmosphäre der Sonne zutrifft, so bestehen gerade in ihren äussersten Schichten unverbundene Gase der chemischen Elemente. Ausserdem würde wahrscheinlicherweise die Energie auch in diesem Falle ganz unzureichend sein. Denn nach den einzigen Versuchen, die Dissociationswärme eines Körpers beim Zerfall seiner Molekeln, H_2 bezw. J_2, in Atome, $2H$ bezw. $2J$, zu berechnen, welche von E. Wiedemann und Boltzmann ausgeführt wurden, beträgt diese Wärmemenge 126000 bezw. 28500 cal., ist also von derselben Grössenordnung wie die Verbrennungswärme des Wasserstoffs, 58000 cal. pr. 2 g H_2. Mehrere Umstände, wie das Bestehen von Einzelatomen der Metalle bei sehr niedrigen Temperaturen, wie die Gefrierpunktsversuche von Tammann an Amalgamen zeigen, deuten darauf hin, dass im Falle der Metalle die Wärme beim Zerfall der aus mehreren Atomen bestehenden Moleküle in einfache Atome überaus gering, vielleicht negativ, sein muss. Alles deutet darauf hin, dass diese Energiequelle nicht bedeutend ergiebiger sein könnte, als die vorhin untersuchte, wonach die Sonnenwärme vielleicht durch Verbrennungsprozesse geschaffen werden könnte.

In den Sonnenteilen, welche vorwiegend der Beobachtung zugänglich sind, nämlich die Gasschichten oberhalb der Photosphäre, herrschen nahezu dieselben Verhältnisse, welche wir bei hohen Temperaturen auf der Erde realisieren können. Die Temperatur ist nicht übermässig viel grösser als wir sie erreichen können (2 bis 3 mal), der Druck wechselt nach den wenigen Messungen, die darüber vorliegen, zwischen einigen Atmosphären (dicht über der Photosphäre) und weniger als einem Millimeter Quecksilber (in der äusseren Chromosphäre). Wir haben deshalb allen Grund, unsere aus den Laboratoriumsversuchen gewonnenen Erfahrungen auf die Verhältnisse daselbst anzuwenden. Alle Metallverbindungen zerfallen in ihre aus Atomen bestehenden metallischen Bestandteile, wie auch das Sonnenspektrum anzeigt. Wie es aber mit den Metalloïden geht, darüber belehrt uns die Spektralanalyse nicht. Kohlenstoff kommt wohl als Gas und in fester Form (in den Wolken der Photosphäre) vor. Wasserstoff, welcher hauptsächlich in den oberen dünnen Schichten gesammelt ist, kommt wohl auch, wegen des geringen Druckes daselbst, in Form von einfachen Atomen vor. Aber der Sauerstoff und der Stickstoff, von ihnen wissen wir sehr wenig. In der Hitze des elektrischen Lichtbogens entstehen nun aus Sauerstoff und Stickstoff Ozon und die niederen Oxydationsprodukte des Stickstoffs, welche alle bei ihrer Bildung Wärme absorbieren, z. B. Ozon pro Grammolekel (= 48 g) 36200 cal., Stickstoffoxydul pro Grammolekel (= 44 g) 18000 cal., Stickstoffoxyd (= 30 g)

21600 cal., salpetrige Säure (= 72 g) 6800 cal., Stickstoffsuperoxyd (= 46 g) 7700 cal. Ebenso vereinigt sich Kohlenstoff mit Schwefel und Stickstoff zu Schwefelkohlenstoff und Cyan unter Absorption von 28700 cal. (für 76 g CS_2) bezw. 71000 cal. (für 52 g C_2N_2), und Stickstoff mit Schwefel oder Selen unter Absorption von 31900 bezw. 42600 cal. (für 46 g NS bezw. 94 g NSe). Die Verbindungen von Chlor mit Stickstoff und von Wasserstoff mit viel Schwefel unter Bildung von Chlorstickstoff und Persulfid verbrauchen auch Wärme bei ihrer Entstehung aus den Elementarstoffen. Da nun bei hoher Temperatur diejenigen Verbindungen begünstigt werden, welche Wärme bei ihrer Bildung verbrauchen, haben wir uns die Metalloïde in der Sonnenatmosphäre, an Stellen, wo der Druck nicht allzu gering ist, miteinander (zum grössten Teil) verbunden zu denken. Vielleicht sind sie aber in der Corona, wenn sie daselbst vorkommen, weil da ein ausserordentlich geringer Druck bei recht hoher Temperatur herrscht, in Elementaratome zerfallen. Aber in den etwas tieferen Schichten mit höherem Druck werden sie ohne Zweifel grösstenteils als die oben genannten oder andere bei ihrer Bildung noch mehr Wärme absorbierenden uns unbekannten Verbindungen bestehen, gänzlich im Gegensatz zu den bisher angenommenen Vorstellungen (Ostwald).

Betrachten wir die Verhältnisse in tieferen Schichten der Sonne, so lehrt die Erfahrung betreffs des Spektrums der tiefsten Stellen in dem Schatten der Sonnenflecke, dass da chemische Verbindungen vorwalten. Der nach innen immer steigende Druck begünstigt immer stärker kondensierte und zusammengesetzte Verbindungen, welche zufolge der immer steigenden Temperatur immer mehr Wärme bei ihrer Bildung verbrauchen. Alle denkbaren Körper müssen da repräsentiert sein und miteinander in chemischem Gleichgewicht stehen. Und wenn wir uns eine Vorstellung von den dort herrschenden Verhältnissen aus den uns bekannten bilden wollen, so scheint folgende Überlegung vielleicht darüber einen Anhalt zu geben.

Die chemischen Verbindungen in der Sonne befinden sich im Gaszustande gemischt und stehen untereinander in sogenanntem chemischen Gleichgewicht. Dieses Gleichgewicht verschiebt sich allmählich bei Änderung des Druckes und der Temperatur. Diese Verschiebung geht immer so vor sich, dass bei zunehmendem Druck solche Verbindungen sich bilden, welche unter Volumabnahme entstehen, bei steigender Temperatur solche, die bei ihrem Entstehen Wärme absorbieren. Es ist offenbar, dass wir sehr wenig Vorstellung von den in

der Sonne vorkommenden wichtigsten Verbindungen besitzen, da sie bei den niedrigen Temperaturen, welche wir realisieren können, nicht stabil sind. Jedenfalls ist die Ansicht nicht stichhaltig, dass bei chemischen Processen in der Sonne nicht viel mehr Wärme als bei Verbrennung von Kohle frei werden könnte. Im Gegenteil, man hat allen Anlass, anzunehmen, dass die bei hohen Temperaturen (hauptsächlich) verlaufenden Processe viel mehr Wärme (bei Abkühlung) entwickeln, als die bei niedriger Temperatur verlaufenden. Wenigstens deuten die Erfahrungen, welche wir über chemische Gleichgewichte bei niederer Temperatur besitzen, auf diesen Umstand hin. Die einfachste Annahme, für welche man übrigens einige Wahrscheinlichkeitsgründe anführen könnte, ist diejenige, dass die Wärmeentwickelung der Temperatur proportional sei, bei welcher der Process hauptsächlich vor sich geht. Danach würden die chemischen Processe, welche der Hauptsache nach bei der Abkühlung der etwa drei bis vier Millionen Grad heissen Sonne sich abspielen, etwa zehntausend mal mehr Wärme abgeben, als die wärmeergiebigsten Processe, welche wir kennen. Weiter ist das Temperaturintervall, welches die Sonne bei ihrer Abkühlung durchlaufen muss, sehr umfassend, sodass eine ganze Menge von chemischen Processen nacheinander während des Erkaltens verlaufen können. Diese Überlegung zeigt, dass es nicht unmöglich ist, anzunehmen, dass die chemischen Processe, welche sich bei der Abkühlung der Sonne abspielen, ausreichen können, um die Ausstrahlung der Sonne während Hunderten von Milliarden Jahren auf ihrer jetzigen Stärke zu erhalten. Danach ist es sehr wohl möglich und sogar wahrscheinlich, dass die chemische Energie der Sonne bei weitem die mechanische übertrifft und auch die bedeutendste Rolle zur Erhaltung der Sonnenstrahlung spielt, ungefähr wie für uns auf der Erde die chemischen Wärmequellen ohne Vergleich die wichtigsten sind.

IV. Die Planeten, ihre Satelliten und die Kometen.

Die Temperatur der Körper im Sonnensysteme. Die Sonne strahlt Wärme nach allen Richtungen aus und ein geringer Teil dieser Wärme kommt den anderen Körpern des Sonnensystemes zu Gute. Die Wirkung davon ist sehr verschieden, je nachdem der getroffene Himmelskörper eine feste Kruste hat oder nicht. Die Planeten können in zwei Gruppen nach ihrer Dichte eingeteilt werden, die erste, in welcher die Dichte über 0,6 ist (diejenige der Erde, welche etwa 5,5 mal dichter als Wasser ist, gleich 1 gesetzt), die zweite, in welcher die Dichte 0,3 oder weniger beträgt. Zur ersten Gruppe gehören der Planet Mars (Dichte $\delta = 0{,}71$) und die der Sonne näher gelegenen Planeten Erde ($\delta = 1$), Venus ($\delta = 0{,}8$) und Merkur ($\delta = 0{,}63$). Zu dieser Gruppe kann auch der Mond gezählt werden ($\delta = 0{,}62$). Zu der zweiten Gruppe gehören die äusseren Planeten Jupiter ($\delta = 0{,}23$), Saturn ($\delta = 0{,}12$), Uran ($\delta = 0{,}19$) und Neptun ($\delta = 0{,}3$). Zu dieser Gruppe kann gewissermaassen die Sonne selbst ($\delta = 0{,}25$) gezählt werden. Man hat allen Anlass anzunehmen, dass die Himmelskörper der ersten Gruppe der Erde sehr ähnlich sind, indem sie eine feste Kruste von mässiger Temperatur und ein wärmeres Innere besitzen. Sie sind sozusagen in einem weit vorgeschrittenen Stadium der Entwickelung. Die anderen Planeten dagegen, welchen eine mit derjenigen der Sonne vergleichbare Dichtigkeit eigentümlich ist, sind noch in einem relativ unentwickeltem Stadium, indem sie wahrscheinlicherweise, wie die Sonne, gasförmig sind und keine feste Kruste besitzen.

Dies stimmt auch damit überein, dass die Planeten der erstgenannten Gruppe relativ unbedeutende Masse haben, sich also relativ schnell abkühlen konnten. Die grössten sind die Erde und Venus (relative Masse $M = 1$ bezw. $M = 0{,}81$), die kleinsten Merkur ($M = 0{,}032$) und Mars

($M = 0{,}105$); noch geringere Masse hat der Mond ($M = 0{,}0122$). Dagegen ist die Masse der weniger dichten Planeten sehr gross, Uran ($M = 14{,}7$) und Neptun ($M = 16{,}5$) sind Zwerge gegen Saturn ($M = 92{,}6$) und Jupiter ($M = 309{,}5$), aber noch mehr gegen die Sonne ($M = 324\,000$).

Die grossen Planeten, welche keine feste Kruste haben, besitzen Temperaturen in ihren äusseren und sichtbaren Schichten, von welchen wir sehr wenig aussagen können. Jedenfalls können sie nicht gern für Lebewesen zuträglich sein. Die anderen Planeten mit fester Kruste besitzen eine Oberflächentemperatur, welche hauptsächlich von der Sonnenstrahlung und nicht von der inneren Wärme abhängt. Auf der Erde zum Beispiel haben die gewöhnlichen Bergarten eine Leitungsfähigkeit für Wärme, welche nicht 0,01 erreicht, d. h. eine Platte derselben, die ein Centimeter dick wäre, würde, falls sie auf der einen Seite einen Grad wärmer als auf der anderen wäre, zur kälteren Seite eine Wärmemenge von weniger als 0,01 cal. pr. Sek. hinüberbefördern. Nun ist das Wärmegefälle in der Erdkruste etwa 3000 mal geringer, folglich wird jedem Quadratcentimeter der Erdoberfläche aus dem Erdinneren pro Sekunde weniger $0{,}01 : 3000 = 3{,}3 . 10^{-6}$ cal. zugeleitet. Pro Minute macht dies weniger als $2 . 10^{-4}$ cal. aus, was etwa ein Tausendstel von der im Mittel von der Sonne empfangenen Wärmemenge ausmacht, wenn man die Schattenwirkung der Wolken berücksichtigt. Man kann infolgedessen für die Erde die Wärmeleitung aus dem Inneren im Ganzen gegen die Wärmestrahlung aus der Sonne vernachlässigen. Ohne Zweifel gilt dieselbe Aussage für die anderen Himmelskörper im Sonnensystem, welche eine feste Kruste besitzen.

Es ist deswegen für die Kenntnis der Oberflächentemperatur dieser Himmelskörper von grösster Wichtigkeit, den genauen Betrag der Sonnenstrahlung angeben zu können. Die Ausführung der Messungen dieser Grösse werden wir später besprechen. Vorläufig wollen wir uns damit begnügen mit R i z z o anzunehmen, dass der wahrscheinlichste Wert für einen Körper, der ebensoweit wie die Erde von der Sonne entfernt ist, 2,5 cal. pro Minute und cm^2 ausmacht. Mit anderen Worten: Auf eine Platte von 1 cm^2 Grösse, welche in derselben Entfernung von der Sonne wie die Erde belegen ist ($149{,}5 . 10^6$ Kilometer), und die senkrecht gegen die Sonnenstrahlen steht, fällt in jeder Minute eine Wärmemenge von 2,5 cal.

Eine solche Platte bietet ein horizontaler Teil des Mondes, welcher gerade gegenüber der Sonne steht. Angenommen, der Mond besässe keine Atmosphäre, was jedenfalls sehr nahe mit der Wirklichkeit über-

einstimmt, so würde dieser Teil sich allmählich so stark erwärmen, dass die zuletzt in einer Minute ausstrahlende Wärme gerade 2,5 cal. ausmachen würde. Dann würde Wärmegleichgewicht eintreten. Für die Ausstrahlung der Wärme aus einem schwarzen Körper gilt das Stefansche Gesetz:

$$W = K\,(T^4 - t^4),$$

worin T die absolute Temperatur des strahlenden Körpers, t diejenige der Umgebung, auf welche die Strahlung fällt, bedeuten. Die Konstante K beträgt nach den neuesten Bestimmungen (von Kurlbaum) $1{,}28 \cdot 10^{-12}$, wenn die Sekunde als Zeiteinheit genommen wird, $0{,}768 \cdot 10^{-10}$, wenn als Zeiteinheit die Minute gewählt wird.

Nun wird ein Teil der Sonnenstrahlung vom Monde reflektiert, diesen können wir folgendermaassen schätzen. Nach Langley beträgt der helle Teil der Sonnenstrahlung etwa 40 Prozent, nach Zöllner reflektiert der Mond 12 Prozent dieser hellen Strahlung, d. h. der absorbierte Teil ist 2,5, 0,4 0,88 = 0,88 cal. von heller Strahlung. Dagegen kann die Mondoberfläche in Bezug auf die dunkle Strahlung der Sonne, welche 1,5 cal. beträgt, als absolut schwarzer Körper angesehen werden. Es gilt also für diesen Teil des Mondes:

$$W = 1.5 + 0.88 = 0{,}768\,(T^4 - t^4) \cdot 10^{-10}.$$

t wäre als die mittlere Temperatur des Weltraumes zu bezeichnen. Für diese Grösse hat Langley nachgewiesen, dass sie ohne nennenswerten Fehler gleich 0 gesetzt werden kann. Aus dieser Gleichung berechnet man die Temperatur der heissesten Teile des Mondes (über welche die Sonne senkrecht steht) zu $T = 419^0$ abs. oder 146^0 C. Auf einer anderen Stelle, die w Grad von dem Mittelpunkt der Mondscheibe des Vollmondes entfernt ist, fällt nicht die Wärmemenge $W = 2{,}38$ cal. pro cm², sondern, da der Winkel zwischen der Normale (= dem Mondradius) und der Richtung der Sonnenstrahlen offenbar w ist, eine geringere Menge $W_1 = 2{,}38 \cos w$ cal pro cm². Die Temperatur wird folglich:

$$2{,}38 \cos w = 0{,}768\,T^4.$$

Auf diese Weise berechnet man folgende Werte $T_{ber.}$

$w =$	T_{ber}	t	$T_{beob.}$ V. M.	N. M.	Mittel
0	419	146	454	454	454
10	418	145	453	453	453

$w =$	$T_{ber.}$	t	$T_{beob.}$ V. M	N. M.	Mittel
20	413	140	447	450	448
30	403	130	430	440	435
40	392	119	400	424	412
50	376	103	365	400	382
60	353	80	331	365	348
70	321	48	292	318	305
80	271	— 2	227	240	239
85	228	— 45			
87,5	192	— 81			
90	0	—273	0	75	38.

Wir wollen jetzt die mittlere Strahlung des ganzen Vollmondes gegen die Erde berechnen. Zu diesem Zwecke denken wir uns Kreise um den Mittelpunkt der Mondscheibe gelegt und zwar so, dass die Breite eines Kreises vom Mittelpunkt des Mondes gesehen, einen Bogen von einem Grad beträgt. Nun ist die Strahlung einer Scheibe, welche in der Richtung der Normale die Strahlung S aussendet, in einer anderen Richtung, welche den Winkel w mit der Normale bildet, $S \cos w$. Es strahlt also die Scheibe genau so viel Wärme aus, wie ihre Projektion senkrecht zur Strahlungsrichtung in der Richtung ihrer Normale aussenden würde. Der Vollmond strahlt also genau so viel Wärme aus, wie eine Scheibe von derselben Temperatur. Die Oberfläche jedes strahlenden kreisförmigen Elementes besitzt einen Wert von T^4, welches dem $\cos w$ proportional ist. Die Strahlung ist demnach mit $2{,}38 \cos w$ für jede Fläche von 1 cm² Grösse proportional. Der Umkreis eines Elementes der Mondscheibe ist $2\pi r \sin w$, wenn r der Mondradius ist. Die Breite von jedem Element ist $d\,(r \sin w) = r \cos w\, dw$. Mit anderen Worten die Strahlung von einem Element ist ausgedrückt durch:

$$2{,}38 \cos w .\ 2\pi r \sin w .\ r \cos w\, d w$$

und für die ganze Mondscheibe durch

$$2{,}38 . 2\pi r^2 \int_0^{\pi/2} \cos^2 w \sin w\, d w = \tfrac{1}{3}\, 2{,}38 . 2\pi r^2 .$$

Wenn wir nun eine wirkliche Scheibe an Stelle des Mondes hätten, so wäre ihre Strahlung:

$$2{,}38\, \pi r^2 .$$

Die Strahlung des Vollmondes ist folglich $^2/_3$ so gross wie die Strahlung einer Scheibe von gleicher Winkelgrösse, die senkrecht gegen die Sonnenstrahlen steht. Die Temperatur einer solchen Scheibe, die gleich viel Wärme ausstrahlte, wie der Vollmond kommt auf den Wert $\sqrt[4]{^2/_3 \cdot 2{,}38 . 10^{10} : 0{,}768} = 379^0$ abs. Temp. $= 106^0$ C.

Lord Rosse, der die ersten Versuche über die Grösse der Wärmestrahlung des Mondes ausführte, fand, dass der Mond ebensoviel Wärme ausstrahlt, wie eine schwarze Scheibe von gleichem Gesichtswinkel und 110^0 C. Temperatur, was ja sehr gut mit der obigen Berechnung übereinstimmt.

In neuerer Zeit sind Messungen über die Wärmestrahlung des Mondes von Very ausgeführt worden. Die von ihm berechneten Werte der Mondtemperatur sind oben unter $T_{beob.}$ angeführt. Wie ersichtlich, sind die Temperaturen auf dem Vollmond nicht gleich gross zu den beiden Seiten des Mittelpunktes der Mondscheibe. Dies rührt davon her, dass die Punkte, welche „Nachmittag“ auf dem Monde haben, länger und intensiver beleuchtet gewesen sind, als diejenigen, welche Vormittag haben, d. h. wo die Sonne im Steigen begriffen ist. Und es ist natürlich, dass es einige Stunden erfordert, bis die Oberfläche des Mondes auf die definitive Temperatur erwärmt werden kann. Die Berechnungsweise von Very scheint zu hohe Werte geliefert zu haben, welche auch die theoretisch berechneten übertreffen. Eine Überschlagsrechnung, die ich betreffs der Daten von Very ausführte, gab eine Temperatur von etwa 140^0 C. an der wärmsten Stelle, also in sehr guter Übereinstimmung mit der theoretischen Berechnung. Auch für die anderen Teile des Mondes stimmte meine Berechnung von Verys Originaldaten sehr gut mit den theoretischen Werten $T_{ber.}$ Als mittlere effektive Temperatur der Mondscheibe fand ich etwa 100^0 C. in bester Übereinstimmung mit dem theoretischen Wert.

Wie aus diesen Ziffern hervorgeht, wechselt die Temperatur auf dem Monde riesig schnell. Auf der von der Sonne gekehrten Seite sinkt die Temperatur während der nahezu 15 Tage betragenden Nacht immer tiefer, so dass sie zuletzt nur wenige Grad der absoluten Temperaturskala beträgt. Die Wärme wird durch die Zuleitung aus dem Innern aufrecht gehalten, und da die Temperatur, wie für die Erde, in einigen Metern Tiefe ohne Zweifel nahezu konstant und am Äquator des Mondes im Mittel etwa -60^0C. ist, wird die Oberflächentemperatur daselbst wahrscheinlicherweise nie unter $+100^0$ abs. Temp. sinken. In der Nähe der Mondpole wird sie dagegen sehr nahe zum absoluten Nullpunkt kommen.

Auf dem Planeten Merkur herrschen ziemlich dieselben Verhältnisse wie auf dem Monde. Immer ist dieselbe Seite dieses Planeten der Sonne zugekehrt, und wenn er eine Atmosphäre besitzt, so ist sie sehr dünn. Die Sonnenstrahlung ist da 6,7 mal grösser als auf dem Monde, wodurch die absoluten Temperaturen 1,6 mal höher werden. So wäre die Temperatur auf dem heissesten Punkte 670° abs. = 397° C. Auf der Hinterseite, welche nie von der Sonne beleuchtet wird, kann die Temperatur nur wenige Grad über dem absoluten Nullpunkt liegen.

Umgiebt eine geringe Atmosphäre, wie ja wahrscheinlich ist, diesen Planeten, so wird eine stetige Luftströmung in den Gegenden der wärmsten Teile aufsteigen, in den höheren Luftschichten radiell nach allen Seiten sich zerstreuen, um in den von der Sonne entferntesten Gegenden wieder hinunterzusteigen und längs dem Boden zum sonnennächsten Punkte zurückzufliessen.

Diese Luftbewegung wird von relativ sehr grossen Kräften getrieben und besitzt dadurch eine ungemein grosse Intensität. Infolgedessen ist es wohl denkbar, dass auf Merkur ein Ausgleich der Temperatur stattfindet.

Um die Temperatur eines anderen Planeten zu berechnen, muss man seinen Albedo kennen, d. h. denjenigen Bruchteil des einfallenden Sonnenlichtes, welcher von ihm reflektiert wird. Diese Grösse wurde von Zöllner bestimmt, in neuerer Zeit liegen genauere Bestimmungen vor; besonders diejenigen von G. Müller beanspruchen grosse Genauigkeit. Der Albedo beträgt:

	nach Zöllner	Neuere Bestimmung
für den Mond . .	0,119	—
Merkur .	0,114	0,14
Venus . .	0,623	0,76
Mars . .	0,267	0,22
Jupiter .	0,624	0,62
Saturn . .	0,498	0,72
Uran . .	0,640	0,60
Neptun .	0,465	0,52

Eine entsprechende Ziffer für die Erde ist natürlicherweise nicht direkt beobachtet worden. Die wahrscheinlichste Annahme, die man wohl machen kann, ist, dass sie derjenigen der Venus am nächsten kommt. Denn kein anderer der Planeten besitzt eine Atmosphäre, welche so nahe derjenigen der Erde steht. Wahrscheinlicherweise ist der Albedo der

Erde etwas geringer, weil ihre Atmosphäre dünner ist (vgl. unten). Annäherungsweise kann man wohl damit rechnen, dass die Erde etwa $^2/_3$ des einfallenden Sonnenlichtes und etwa $^1/_3$ der einfallenden Sonnenwärme wieder in den Weltraum hinaussendet.

Es wäre demnach, da die strahlende Erdoberfläche 4 mal grösser ist als der Durchschnitt des Cylinders von Sonnenstrahlen, welche die Erde treffen, die mittlere Temperatur T der Erde aus folgender Gleichung zu berechnen

$$2{,}5\,(1 - {}^1/_3) = 4\,.\,0{,}768\,.\,10^{-10}\,T^4,$$

woraus $T = 271{,}3$ oder $-1{,}7^0$ C. Nun ist es wohlbekannt, dass die Temperatur der Erde im Mittel bedeutend höher ist, ungefähr $+ 15^0$ C.

Eine Erklärung dieser scheinbaren Discrepanz ist nicht schwer zu finden. Bei der oben gegebenen Berechnung wurde vorausgesetzt, dass die ganze Erdwärme von der Erdoberfläche ausstrahlt. Dies würde der Fall sein, wenn, wie beim Monde, keine Atmosphäre vorhanden wäre, oder, wenn die Atmosphäre keine Absorption auf die Wärmestrahlung der Erde ausübte und dementsprechend keine Strahlung in den Weltraum aussendete. Die Gase der Atmosphäre verhalten sich nun in dieser Beziehung sehr verschieden. Die Hauptmasse der Luft, Stickstoff, Sauerstoff und Argon, scheint keine Absorption auf die dunkle Wärmestrahlung der Erde auszuüben. Ganz anders verhalten sich zwei Gase, die nur in geringer Menge in der Luft vorkommen, nämlich Wasserdampf und Kohlensäure. Diese Gase besitzen nach den Messungen von Ångström, Paschen und Rubens und Aschkinass im ultraroten sehr starke und breite Absorptionsbänder. Infolgedessen absorbieren sie einen bedeutenden Teil der Wärmestrahlung der Erde und strahlen ebenso viel Wärme in den Weltraum hinaus. Bei dieser Strahlung ist die Temperatur des strahlenden Körpers, also der strahlenden Schichten von Kohlensäure und Wasserdampf, maassgebend. Die Hauptmasse des Wasserdampfes ist gegen die Erdoberfläche hin konzentriert und die höheren Luftschichten enthalten, hauptsächlich zufolge ihrer niederen Temperatur, sehr wenig Wasserdampf. Dagegen ist die Kohlensäure zufolge der Luftströmungen ziemlich gleichmässig durch die ganze Atmosphäre verteilt, und die strahlenden Schichten der Kohlensäure besitzen deshalb eine sehr niedrige Temperatur (nach den Bestimmungen bei Ballonfahrten im Mittel etwa 75^0 C. unter derjenigen der Erdoberfläche).

Die Temperatur $-1{,}5$, welche oben erhalten wurde, ist also eine mittlere Temperatur der von der Erde in den Weltraum strahlenden

Teile der Erdoberfläche und der Atmosphäre, wobei jeder Teil im Mittel mit einem Anteil eingeht, welcher dem in den Weltraum eindringenden Anteil seiner Strahlung proportional ist. Je stärker der Kohlensäuregehalt in der Luft ist, um so höher liegen die hauptsächlich strahlenden Schichten dieses Gases, um so niedriger wird ihre Temperatur und infolgedessen die mittlere Temperatur der Erde als Strahlungskörper betrachtet; um so weniger Wärme verliert also die Erde. Die Kohlensäure, und in gleicher Weise der Wasserdampf der Atmosphäre, wirkt infolgedessen als eine schützende Decke, deren Dicke und wärmeschützende Eigenschaft mit der Kohlensäuremenge (und dem Wasserdampfgehalt) zunimmt.

Aus Beobachtungen über die Wärmeabsorption der Kohlensäure habe ich berechnet, dass eine Senkung der Kohlensäuremenge von dem jetzigen Betrag (0,03 Proz. der Luft) auf etwa die Hälfte eine Temperaturerniedrigung bewirken würde von 4 bis 5° C., gegen die jetzigen Verhältnisse. Dies würde etwa dem Einbrechen einer neuen grossen Eiszeit entsprechen. Dagegen würde eine Erhöhung des Kohlensäuregehaltes der Luft auf den dreifachen Betrag des jetzigen Wertes die Temperatur so stark erhöhen — um etwa 8° C., dass das Klima etwa demjenigen der Eozenzeit entsprechen würde. In dieser Zeit gediehen edle Baumarten auf Spitzbergen und Grönland, wogegen bei der grossen Eiszeit Europa bis Mitteldeutschland ganz mit Eis bedeckt war. Dieser Effekt wird noch sehr dadurch verschärft, dass in den polaren Gegenden die Ausdehnung der die Wärme stark reflektierenden Schneedecke sich verändert, wodurch der Verlust an Sonnenwärme in diesen Gegenden noch stärker schwankt als in Gegenden, wo Schneebedeckung nie vorkommt. Es ist dies der wahrscheinliche Grund, dass die geologischen Klimaschwankungen sich in ganz unerhörtem Grade in den polaren Gebieten bemerklich gemacht haben.

Noch deutlicher tritt dieser Umstand hervor, wenn man die Verhältnisse auf dem Planeten Mars ins Auge fasst. Die Temperatur der Marsoberfläche würde nach der oben gegebenen Berechnungsweise sich zu — 37° C. belaufen. Es ist nun aber aus allen Umständen deutlich dass die Temperatur auf dem Mars ungefähr dieselbe ist, wie auf der Erde. Dies beruht auf zwei Umständen. Teils ist die Atmosphäre des Mars viel durchsichtiger als diejenige der Erde und es kommen ausserordentlich wenige Wolken in ihr vor. Wahrscheinlicherweise ist auch der in der Marsatmosphäre schwebende feine Staub, welcher das violette Ende des Spektrums abschneidet, ganz verschwindend gegen denjenigen in

der Erdatmosphäre. Den grössten Einfluss übt aber ohne allen Zweifel irgend ein stark wärmeabsorbierendes Gas in der Marsatmosphäre aus. Durch verschiedene Umstände ist es wahrscheinlich, dass die Menge von Wasserdampf in der Marsatmosphäre sehr unbedeutend ist. Man hat danach an die Kohlensäure in erster Linie zu denken. Der Kohlensäuregehalt der Marsatmosphäre könnte gut diejenige der Erdatmosphäre um das hundertfache übersteigen (sie würde dann einem Druck von etwa 30 mm Quecksilber entsprechen), ohne dass dieser Umstand irgendwie mit dem dünnen Zustande der Marsatmosphäre unvereinbar wäre. Diese Kohlensäuremenge würde aber ohne Zweifel mehr als genügen, um die Temperatur des Mars auf einer höheren Stufe, als diejenige der Erde, zu erhalten.

Was die übrigen Planeten betrifft, so sind die Kenntnisse über ihre Temperatur sehr gering. Nach einer Berechnung von Christiansen, die der oben gegebenen (S. 166) entspricht, wäre sie auf Venus 65° C., auf Jupiter —147° C., auf Saturn —180° C., auf Uran —207° C. und auf Neptun —221° C. Betreffs der Temperatur auf Venus ist zu bemerken, dass dieser Planet nach Schiaparellis Beobachtungen immer dieselbe Seite der Sonne zuwendet, d. h. sich ähnlich dem Merkur verhält. Auf der zur Sonne gewendeten Seite würde demnach eine mittlere Temperatur von 143° C. herrschen, mit einem Maximum von etwa 187° C. Auf der von der Sonne gewendeten Seite würde die Temperatur sich nicht viel vom absoluten Nullpunkt unterscheiden. Diese kolossalen Differenzen werden natürlicherweise in hohem Grade durch die dichte Atmosphäre der Venus ausgeglichen, welche in einem enorm kräftigen Winde in den oberen Schichten von der Sonnen- zur Schattenseite strömen muss, um in den tieferen Schichten in umgekehrter Richtung zurückzukehren.

Nach neueren Beobachtungen scheint Schiaparellis Annahme unzutreffend zu sein, und die Verhältnisse auf der Venus wären demnach denjenigen auf der Erde sehr ähnlich. Wegen des grösseren Albedos der Venus ist ihre mittlere Temperatur wohl etwas niedriger als die berechnete (65° C.). Dieser Planet kann folglich, besonders in den circumpolaren Gegenden, sehr wohl organisches Leben beherbergen.

Was die Planeten ausserhalb Mars betrifft, so deutet ihre geringe Dichte, welche derjenigen der Sonne sehr nahe kommt, darauf hin, dass sie aus lauter Gasen bestehen. Es kann deshalb nicht gern von einer Oberflächentemperatur dieser Himmelskörper, ebensowenig wie von einer solchen bei der Sonne, die Rede sein. Die Temperatur nimmt von den

äussersten Schichten ihrer Atmosphäre, wo sie von dem absoluten Nullpunkte nicht allzu entfernt sein dürfte, auf immer höhere Werte zu, je näher zum Mittelpunkt sie gemessen wird. Im Mittelpunkt erreicht sie äusserst hohe Werte, die gegen Millionen von Graden zu schätzen sind.

Bei diesen Planeten, wo also keine feste Kruste einen merklichen Wärmetransport aus dem Innern verhindert, wird kein Gleichgewicht zwischen hinein- und hinausgestrahlter Wärme stattfinden, wie oben bei der Berechnung der Temperaturverhältnisse auf Planeten mit starrer Oberfläche vorausgesetzt wurde. Im Gegenteil wird, wie bei der Sonne, die Ausstrahlung die Einstrahlung enorm überwiegen und eine allmähliche Abkühlung stattfinden.

Die grossen Planeten sind mit Monden reichlich versehen. Wahrscheinlicherweise sind die Trabanten meistens so weit abgekühlt, dass sie eine feste Oberfläche haben. Die Temperatur derselben wäre demnach auf dieselbe Weise wie diejenige des Mars und der sonnennäheren Planeten zu berechnen. Ihre Oberflächentemperatur würde also nach dem vorhin gesagten weit unter Null liegen, wenn sie nur auf die Sonne als Wärmequelle angewiesen wären. Nun kommt aber die Strahlung der Planeten hinzu, welche nicht unbeträchtlich sein dürfte. Es wäre demnach denkbar, dass diese Trabanten teilweise zur Entwickelung von organischem Leben geeignet sein könnten.

Die Atmosphäre der Planeten. Eine ganz interessante Bemerkung betreffs der Atmosphäre der Planeten hat Johnstone Stoney gemacht. Nach den Ansichten der kinetischen Gastheorie, welche allgemein angenommen ist, besitzen die Gasmoleküle eine bestimmte mittlere Geschwindigkeit, die bei 0^0 C. für Sauerstoff 461, für Stickstoff 492, für Wasserstoff 1848 M. pro Sekunde beträgt. Diese Geschwindigkeit ist übrigens der Quadratwurzel aus der absoluten Temperatur direkt und der Quadratwurzel aus dem Molekulargewicht umgekehrt proportional. Wenn also ein Himmelskörper eine sehr geringe Anziehungskraft besässe, so würden die Gasmolekeln von ihm wegfliegen.

Mit Hilfe der oben gegebenen Entwickelungen über das Schwerenpotential finden wir, dass die Geschwindigkeit v eines Körpers, welcher aus unendlicher Entfernung auf einen Planeten hinunterfällt mit der Masse m und dem Radius r bestimmt ist durch die Gleichung:

$$\frac{1}{2} v^2 = k \frac{m}{r},$$

worin k die Gravitationskonstante bedeutet (vgl. S. 84).

Für die Erde ist nun $k\frac{m}{r^2}$, d. h. die Beschleunigung eines fallenden Körpers $981\ \frac{\text{cm}}{\text{sek}^2}$, und, da der Erdradius 6400.10^5 cm lang ist, so wird

$$v^2 = 2\,k\frac{m}{r^2}\cdot r = 2\,.\,981\,.\,6400\,.\,10^5,$$

woraus $v = 1{,}12\,.\,10^6$ cm $= 11\,200$ m.

An der Sonnenoberfläche ist die Gravitation 27,47 mal grösser als auf der Erde, der Sonnenradius 109 mal länger als der Erdradius. Folglich wird die Geschwindigkeit eines aus unendlicher Entfernung in die Sonne hineinstürzenden Körpers etwa 50 mal grösser, oder genau 613 km pro Sekunde. Ein solcher in die Sonne hineinstürzender Körper läuft schon, wenn er die Erdbahn durchquert, welche einen 215,68 Sonnenradien langen Halbmesser besitzt, mit einer Geschwindigkeit von 41,7 km.

Viel geringere Werte besitzen der Mond und Mars, indem ihr Halbmesser 0,27 bezw. 0,53 des Erdhalbmessers beträgt, die Gravitation auf diesen Himmelskörpern 0,167 bezw. 0,38 derjenigen auf der Erde erreicht. Daraus folgt, dass die Geschwindigkeit eines von diesen Himmelskörpern angezogenen Körpers 2380 bezw. 5030 m pro Sekunde beträgt, wenn er in sie aus unendlicher Entfernung hineinstürzt.

Ebenso grosse Geschwindigkeiten müssen die aus den Atmosphären der Planeten hinausschiessenden Körper besitzen, damit sie sich aus der Anziehungsphäre dieser Himmelskörper entfernen können, um nie mehr zurückzukehren. Daraus scheint es hervorzugehen, dass sogar der Mond die Wasserstoffmolekeln bei sich fesseln könnte, nachdem ihre mittlere Geschwindigkeit (bei 0° C.) nur 1848 m beträgt. Bei der maximalen Temperatur des Mondes (etwa 150° C.) würde die betreffende Geschwindigkeit 2300 m pro Sekunde betragen. Nun verhält es sich aber nach Maxwell so, dass diese Ziffer nur die mittlere Geschwindigkeit der Wasserstoffmolekeln bei 150° C. darstellt, einige von ihnen besitzen die doppelte, andere, aber verschwindend wenige die zehnfache Geschwindigkeit u. s. f. Es folgt hieraus unzweifelhaft, dass nach der kinetischen Gastheorie kein Wasserstoff auf dem Mond existieren kann.

Auch andere Gase werden allmählich aus den Atmosphären der Planeten verschwinden, sie werden aber um so länger bleiben, je grösser die Planeten sind und je schwerer die Gase. Daraus sollte es verständlich sein, dass die Erdatmosphäre weder Wasserstoff noch Helium (Molekulargewichte 2 bezw. 4) enthält, obgleich das erste Gas den Vulkanen,

das zweite einigen Quellen entweicht. (In jüngster Zeit hat man wohl diese beiden Gase in minimalen Spuren in der Erdatmosphäre nachgewiesen. Dies ist aber kein Beweis gegen die Behauptung, dass die Erde diese Gase, welche in so ungeheuerer Menge in der Sonnenatmosphäre vorkommen, nicht an sich zu fesseln vermag). Noch schwächer ist die Fähigkeit des Mars seine Atmosphäre zu behalten. Nach Campbells Schätzung ist die Atmosphäre des Mars wahrscheinlicherweise etwa doppelt dünner als die Luft auf den höchsten Bergen der Erde. Nach Stoneys Berechnungen soll Wasserdampf (Mol. Gew. 18) da nicht bleiben können, wogegen Stickstoff (M. G. = 28), Sauerstoff (M. G. = 32) und Kohlensäure noch da festgehalten wären. Nach ähnlichen Berechnungen von Bryan soll aber Wasserdampf vom Mars festgehalten werden. Jedenfalls ist es höchst wahrscheinlich, dass Wasser und infolgedessen Wasserdampf auf Mars vorkommen, aber in bedeutend geringerer Menge als auf der Erde. Zuletzt kommen solche Körper wie der Mond, welche keine nennenswerte Atmosphäre zurückzuhalten vermögen. Nach Stoneys Berechnungen sollte kein Trabant der Planeten, vielleicht mit Ausnahme des grossen Neptunmondes imstande sein, eine Atmosphäre um sich zu konzentrieren. (Auch für die Jupitermonde wird man eine ähnliche Ausnahme machen müssen.) Die Berechnungen von Stoney scheinen ein wenig übertrieben zu sein, indem er nicht genügend in Betracht gezogen zu haben scheint, dass die hinausfliegenden Gasmolekeln von den äussersten Schichten der Atmosphäre stammen, wo die Temperatur und infolgedessen die Geschwindigkeit der Gasmoleküle viel geringer ist als in der Nähe der festen Kruste des Himmelskörpers.

Für Venus sollten ungefähr dieselben Verhältnisse wie für die Erde obwalten, indem die Schwere daselbst ungefähr gleich gross wie diejenige auf der Erde ist (das Verhältnis ist wie 4 : 5) und die Halbmesser der beiden Planeten ziemlich genau gleich gross sind. Demnach könnte man erwarten, dass die Atmosphäre der Venus etwas dünner wäre, wie diejenige der Erde. Die direkten Beobachtungen zeigen aber, dass das Umgekehrte zutrifft. Venus besitzt eine so starke atmosphärische Refraktion, dass sie, wenn sie der Sonne sehr nahe steht, wie bei den Venusdurchgängen durch die Sonne, wie ein Lichtring erscheinen kann, indem das Sonnenlicht so kräftig durch die Atmosphäre der von der Sonne entfernteren Seite abgelenkt wird, dass es zur Erde gelangt. Nach den Berechnungen von Mädler würde die Atmosphäre der Venus etwa 1,7 mal dichter als diejenige der Erde sein. Auf diesen Umstand deutet auch der ungewöhnlich hohe Albedo dieses Planeten hin, indem dieser

durch starke Wolkenbildung erklärt wird. Die Wolken können sich nämlich in der dichten Atmosphäre sehr lange schwebend erhalten. Als Gegensatz dazu können die Verhältnisse auf dem Mars angeführt werden, wo die Atmosphäre ausserordentlich durchsichtig ist wegen sehr geringer Wolkenbildung, indem die Niederschläge in der dünnen Atmosphäre sehr bald heruntersinken.

Auf dem Merkur (Halbmesser 0,37, Schwere 0,24) sind die Verhältnisse sehr ungünstig für das Bestehen einer Atmosphäre. Die direkten Beobachtungen deuten auch darauf hin, dass seine Atmosphäre sehr dünn sei.

Noch geringere Dimensionen haben die kleinen Planeten. Der grösste von ihnen, Ceres, erreicht nicht einmal 1000 km Durchmesser. Dementsprechend ist ihr Albedo sehr gering. Vesta besitzt wohl einen Albedo gleich demjenigen von Mars. Ceres und Pallas, die beiden grössten, kommen in Bezug auf Albedo unter Merkur. Dieser geringe Albedo deutet auf Abwesenheit von Atmosphäre, wie nach Stoney zu erwarten ist.

Die Spektra der Planeten zeigen im allgemeinen den Charakter des Sonnenspektrums. Dasjenige des Mondes unterscheidet sich davon ausschliesslich durch seine Intensität. Die Spektren von Venus und Mars (?) zeigen die sogenannten tellurischen Linien, welche von Sauerstoff und Wasserdampf herrühren, verstärkt, woraus man geschlossen hat, dass diese Körper und besonders Wasserdampf in ihren Atmosphären vorkommen sollten. In den Spektren von Jupiter und Saturnus erscheint ausserdem ein intensives Band im Rot (um 618 $\mu\mu$, Fig. 51). In den Spektren von Uran und Neptun (vgl. Fig. 52) treten noch neue Bänder, besonders eins im Grün und eins im Blau auf, welche in den Spektren der anderen Planeten nicht vorkommen.

Die theoretischen Betrachtungen von Stoney zeigen, obgleich sie in den meisten Fällen keine absolut scharfen Schlüsse erlauben, doch eine so gute Übereinstimmung mit der Erfahrung, dass sie volle Aufmerksamkeit verdienen. Die von den Planeten sich entfernenden Gasmolekeln würden zum grössten Teil in der Anziehungssphäre der Sonnenmasse verbleiben. Denn wenn eine Geschwindigkeit von 11,2 km genügt, um eine Molekel aus dem Wirkungsgebiet der Erde zu entfernen, so würde diese Geschwindigkeit bei weitem nicht genügen, um die Molekel von der Sonne zu entfernen. Eine Molekel an der Erdbahn, welche nicht von der Erde angezogen wird, braucht nämlich eine Geschwindigkeit von 41,7 km, um aus dem Bereich der Sonne geschleudert

zu werden. Für eine Molekel an der Erde, welche also sowohl der Anziehung der Erde als der Sonne unterworfen ist, wird demnach eine Geschwindigkeit nötig sein, die gleich ist

$$v = \sqrt{11{,}2^2 + 41{,}7^2} = 43{,}2 \text{ km pro Sekunde.}$$

Unter den sich von der Erde entfernenden Molekeln, deren Geschwindigkeit 11,2 km pro Sekunde übersteigt, wird nur eine absolut verschwin-

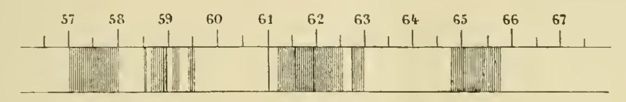


Fig. 51. Spektrum des Jupiter nach H. C. Vogel.

dende Zahl die genügende Geschwindigkeit besitzen, um sich aus dem Sonnensystem entfernen zu können. Man könnte vielleicht vermuten, dass die Gasmolekeln ebenso wie Tröpfchen von der Sonne hinweggestossen werden würden. Indes absorbieren und reflektieren die Gase in dünner Schicht so wenig Licht, dass eine solche Abstossung unwahrscheinlich ist. Es wird sich infolgedessen eine ausserordentlich dünne Atmosphäre im ganzen Sonnensystem bilden, welche durch die Gravitation der Sonne beherrscht und wohl allmählich durch Zusammenstösse

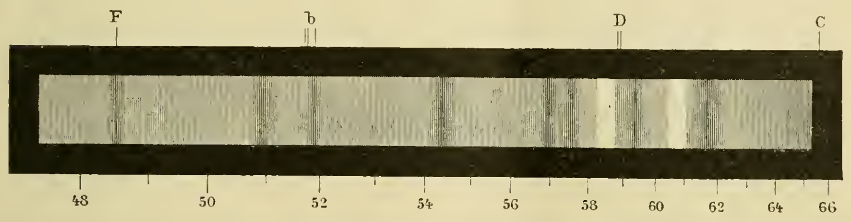


Fig. 52. Spektrum des Uranus nach Keeler.

zwischen den Einzelmolekeln zur Sonnenatmosphäre hinübertransportiert wird. Im Sonnensystem wird infolgedessen die Atmosphäre der Sonne auf Kosten derjenigen der Planeten und ihrer Monde wachsen, und dies um so schneller, je geringer das Molekulargewicht der betreffenden atmosphärischen Gase ist. Was die verschiedenen Sonnen betrifft, werden sie wohl auch ähnliche Verluste erleiden, obgleich in ausserordentlich geringem Maasstabe, und dabei werden die leichtesten und heissesten Sterne die relativ grössten Verluste erfahren, welche dann ohne Zweifel allmählich den schwereren und kälteren zu gute kommen.

Der Mond (Fig. 53). Auf dem Monde kommen, wie man schon mit

unbewaffnetem Auge bemerken kann, dunkle unregelmässig ausgebreitete Flecke vor. Schon früh nannte man diese dunklen Stellen, welche im Gegensatz zu den lichteren Teilen des Mondes relativ frei von Unebenheiten sind, „Meere“. Sie befinden sich zum überwiegenden Teil



Fig. 53. Der Mond.

auf der Südseite des Mondes. Von diesen „Meeren“ breiten sich zu den Seiten weniger dunkle „Buchten“, „Seen“ und „Sümpfe“ („Palus“) aus. Obgleich man jetzt nicht mehr glaubt, dass diese Meere von Wasser erfüllt sind, so haben sie doch viele Ähnlichkeiten mit dem Boden eines Meeres auf der Erde. Ihr mittlerer und überwiegender Teil ist konvex

und beinahe ausschliesslich an ihren Rändern kommen, wie bei den irdischen Meeresböden, konkave Teile vor. Man hat deshalb eine ähnliche Bildungsweise der „Mondmeere“ wie der Meere auf der Erde anzunehmen. Durch die allmähliche Zusammenziehung des Mondinnern mussten Einstürze vorkommen, welche die Bildung der Meere veranlassten.

Die charakteristischsten Erscheinungen auf dem Monde sind die stark entwickelten Ringgebirge, welche unseren Vulkanen entsprechen. Am nächsten scheinen die Mondvulkane in ihrer Thätigkeitszeit den Lavaseen Mauna Kea und Mauna Loa auf Havaii entsprochen zu haben. Sie sind von bedeutend grösseren Dimensionen als die irdischen Vulkane. Es giebt Wallebenen, wie Clavius, Maginus u. s. w., von über 200 km Durchmesser und Kraterchen von etwa 1 km Durchmesser. Die Ringgebirge haben im Mittel etwa 40—80 km Durchmesser. Von solchen giebt es mehrere Hunderte, von Kratern viele Tausende auf dem Monde. Besonders ist die Höhe der Mondberge, nach dem Schatten, den sie werfen, bedeutender als auf der Erde. Der höchste gemessene Ringberg, Curtius, nahe dem Südpol, erhebt sich teilweise über die umschlossene Fläche mit etwa 8000 m. Die Wälle der grossen Ringgebirge erreichen etwa 4000 m Höhe über der Umgebung. Die grosse Unebenheit der Mondoberfläche rührt wohl daher, dass auf dem Monde kein Wasser vorhanden gewesen ist, um die Erhöhungen abzutragen. Jedenfalls müssen die Vulkane auf dem Monde einst viele Gase und auch Wasserdampf ausgeschleudert haben, welche jetzt von dort so gut wie gänzlich verschwunden sind. Auf die einstige Anwesenheit einer Atmosphäre deuten mehrere Umstände, unter anderem das Vorfinden von Staubmassen, die man als vulkanische Asche gedeutet hat, in Entfernungen von gegen tausend Kilometern von ihren Ausbruchsstellen. Diesen langen Weg sind allem Anschein nach die Aschen von dem Winde getragen worden. Auch die Rillen, schmale bis zu mehreren hundert Kilometer lange Schluchten, welche Wälle, Berge und Niederungen ohne Hinsicht auf die Topographie durchsetzen, bieten einige Ähnlichkeiten mit alten Flussbetten, obgleich sie auch in vielen Beziehungen davon abweichen. Diese Umstände machen es fraglich, ob jede Spur einer Atmosphäre jetzt von unserem Satelliten verschwunden sein kann. Natürlicherweise kann man nichts anderes behaupten, als dass die Mondatmosphäre eine gewisse Grösse nicht übersteigen kann. Man schätzt diese Grösse jetzt zu etwa 2 mm Quecksilber ($^1/_{400}$ der Erdatmosphäre).

Eine Frage von grossem Interesse, welche in letzterer Zeit mehrfach diskutiert worden ist, ist diejenige, ob Veränderungen auf der Mond-

oberfläche jetzt noch vorkommen. Sehr eigentümlich in dieser Beziehung ist die Beobachtung von Klein, welcher 1877 einen neuen Krater in der Nähe von (dem in der Mitte der Mondscheibe gelegenen Krater) Hyginus entdeckte. Nachdem diese Gegend sich besondere Aufmerksamkeit zugezogen hat, sind daselbst zwei neuentstandene Rillen aufgefunden worden (22. Januar 1896), welche „unmöglich hätten übersehen werden können, wenn sie (bei der Beobachtung) am 10. Juni 1894 bereits vorhanden gewesen wären". Es giebt viele andere ähnliche Beispiele. Es wäre nicht undenkbar, dass die kolossalen Temperaturschwankungen, welche die Oberflächenteile des Mondes in der Nähe des Äquators einmal im Monat erleiden — die Schwankung kann unter Umständen bis gegen 300° C. erreichen — das Entstehen von Rissen begünstigt, wodurch allmählich tiefer greifende Veränderungen veranlasst werden könnten. Die Gegenden, wo man Veränderungen beobachtet zu haben glaubt, sind wirklich in der Nähe des Äquators gelegen.

Die Abwesenheit von Wasser giebt sich auch dadurch kund, dass eigentliche Gebirgsketten auf dem Monde relativ selten sind, — die einzige Bildung, welche diesen Namen in höherem Grade verdient, ist die Apenninenkette (in der Mitte der Nordhälfte). Die Gebirgsketten auf der Erde werden nämlich unter normalen Umständen durch die Wirkung des Wassers aus einer Hochebene herausmodelliert. Die Mondberge, welche alle vulkanischen Ursprung verraten, besitzen auch im allgemeinen viel steilere Wände als die entsprechenden Gebilde auf der Erde, sie sind nicht durch die Wirkung des Wassers abgetragen worden.

Eine sehr eigentümliche Bildung findet sich in den Strahlensystemen vor. Die beiden bedeutendsten Strahlensysteme gehen von den Ringgebirgen Tycho (links am Südpol) und Copernikus (links unten von den Apenninen) aus. Diese Strahlen, die ganz geradlinig verlaufen, ohne Rücksicht auf die Topographie des Mondes, bestehen nicht in Erhebungen oder Vertiefungen in der Mondkruste, sondern nur aus einem helleren Material als die Umgebungen. Ihre Entstehung erscheint sehr rätselhaft. Meistens hält man dieselben für Sprünge, die durch eine hellere Substanz eruptiver Art ausgefüllt worden sind.

Aus seinen Beobachtungen über das vom Mondkörper reflektierte Licht hat Langley geschlossen, dass die Gesteinsarten des Mondes einen gelblich-grauen Ton, demjenigen gewisser Sandsteine ähnlich, besitzen. Nach den Untersuchungen von Landerer über den Polarisationswinkel der Mondesgesteine sollen dieselben mit vulka-

nischen Gesteinsarten wie Obsidian und besonders Vitrophyr Ähnlichkeit zeigen.

Der Merkur und die Venus. Schiaparelli fand bei seinen Untersuchungen, dass diese beiden Planeten immer dieselbe Seite der Sonne zukehren. Er kam zu diesem Schluss aus der Beobachtung der Flecke auf diesen Planeten. Da diese Flecke sehr schwer wahrnehmbare Objekte sind, ist die Ansicht von Schiaparelli, besonders betreffs der Umdrehung der Venus (Fig. 54) vielfach bestritten worden, fand aber später allgemeine Anerkennung. In jüngster Zeit sind die Einwände gegen Schiaparelli wieder schärfer geworden. Nach den Beobachtungen von Villiger soll die Umdrehungszeit der Venus $23^h,57^m,36^s$ betragen. Die auf konstanten Stellen in Bezug auf die Sonne belegenen Flecke sollten nicht reell, sondern durch die Beleuchtung hervorgerufen sein. Auch für den Merkur wollten einige Astronomen eine kurze Rotationsdauer annehmen (etwa 1,5 Tage nach Leo Brenner).

In der That muss zugegeben werden, dass die starke Wolkenbildung auf der Venus, ebenso wie das Vorkommen von merklichen Mengen von Wasserdampf in ihrer Atmosphäre sehr gegen Schiaparellis Ansichten spricht. Denn nach dieser müsste die nicht beleuchtete Seite der Venus mehr als hundert Grad unter dem Nullpunkt abgekühlt sein. Zu diesen Stellen hin müsste sich aller Wasserdampf kondensieren und kein merklicher Teil davon in der Atmosphäre als Dampf oder in Wolken niedergeschlagen vorhanden sein (Antoniadi).

In allerjüngster Zeit hat auch Bjelopolsky aus den Verschiebungen der Spektrallinien im Venuslicht auf eine Umdrehungszeit von etwa 24^h geschlossen.

Eine sehr eigentümliche Erscheinung, welche auf der Venusscheibe mehrmals wahrgenommen wurde, ist ein bläulicher Schimmer, welcher gelegentlich die Nachtseite dieses Planeten erhellt, ungefähr wie das aschenfarbene Licht den von der Sonne nicht beleuchteten Teil des Mondes uns sichtbar macht. Während nun das aschenfarbene Licht des Mondes als von der Erde reflektiert angesehen wird, kann eine gleichartige Erklärung für das bläuliche Licht der Venus nicht aufgefunden werden, da in der Nähe dieses Planeten kein anderer Himmelskörper vorkommt, der auf ihn so viel Sonnenlicht zurückstrahlen könnte. Man hat deshalb schon lange daran gedacht, dass dieses Licht derselben Natur sei, wie unsere Polarlichter. Es tritt, wie dies, zu unregelmässigen Zeiten auf und verschwindet dazwischen. Nach einigen Beobachtungen (von Vogel und Lohse) soll sich dieser Schein nicht über die ganze Nacht-

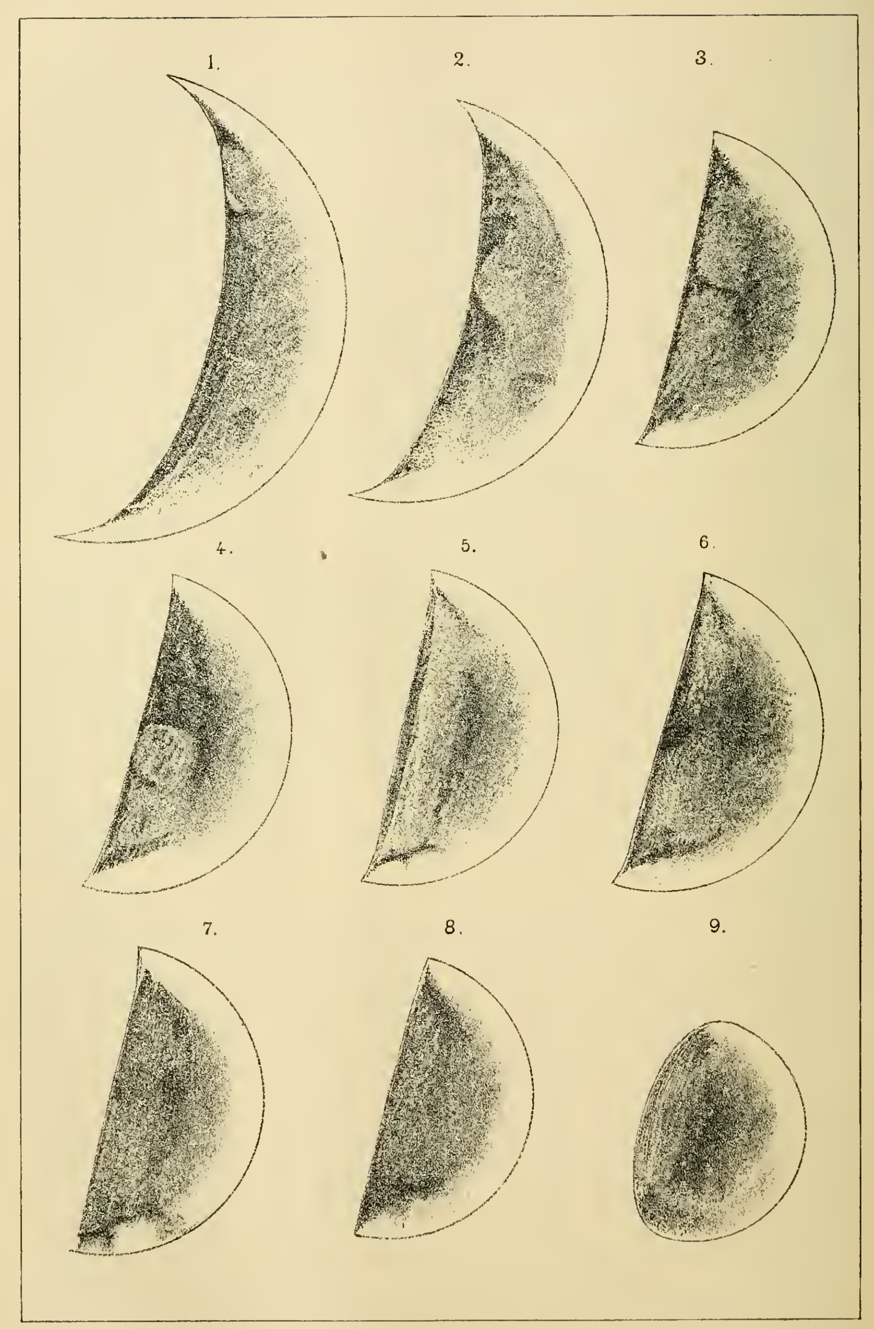


Fig. 54. Venus im Jahre 1897, beobachtet zu Juvisy. 1. Juni 11., 2. Juni 23., 3. Juli 12., 5. 6. und 7. Juli 14. (nach Zeichnungen von Antoniadi, Mathieu und Flammarion), 8. Juli 24., 9. August 30. Die Zeichnungen 1—5 und 8—9 sind von Antoniadi.

seite ausbreiten, sondern sich nur bis 30—40° von der Beleuchtungsgrenze (sogenanntem Terminator) erstrecken. Es muss zugegeben werden, dass die modernen Ansichten über die Natur der Polarlichter sehr zu Gunsten dieser Deutung sprechen.

Mars. Wenn unsere Kenntnisse über die inneren Planeten sehr gering sind, so trifft dies nicht mehr für Mars zu. Der Unterschied rührt von zwei Umständen her. Teils kehrt Mars seine beleuchtete Seite der Erde zu, wenn er am nächsten der Erde steht, während das umgekehrte für die inneren Planeten, Merkur und Venus, stattfindet; teils ist die Atmosphäre von Mars ungewöhnlich durchsichtig. Dadurch treten die Details auf der Marsoberfläche sehr deutlich hervor, so dass die Rotationszeit genau bestimmt werden konnte. Sie ist sehr nahe gleich derjenigen der Erde und übertrifft sie mit 37 Min. 22,65 Sek.

Unter den auffallendsten Objekten auf der Marsoberfläche ist die Stundenglas-See („Syrtis major" von Schiaparelli, „Mer du Sablier" von Flammarion), welche schon im Jahre 1659 von Huyghens gezeichnet wurde. Sie bildet eine triangelförmige Figur mit der Spitze nach unten (Norden). Von dieser See mit Umgebungen enthält Fig. 55 vier Zeichnungen aus den Jahren 1888—1896. Diese zeigen, wie veränderlich die Details auf der Marsoberfläche sind. Besonders deutlich tritt die Verdoppelung der Kanäle hervor. Ein anderes auffälliges Objekt auf der Marsoberfläche ist das unter dem südlichen Wendekreis 90° östl. L. belegene „Auge" („Lacus Solis" von Schiaparelli, „Mer de Terby" von Flammarion). Fig. 56 giebt die Marskarte nach Flammarions Zeichnung wieder.

Die eigentümlichsten Objekte auf der Marsoberfläche sind die Polarkappen von weisser Farbe, welche schon von Huyghens und Maraldi (1704) gesehen wurden. Herschel machte ferner die auffallende Entdeckung, dass diese Kappen wechselweise ab- und zunehmen, so dass die Kappe um den Pol herum zunimmt, wenn er Winter hat, d. h. von der Sonne abgewendet ist. Herschel war deshalb schon der Ansicht, dass diese Polarkappen von einer Schneebedeckung der Polargegenden herrühren, welche sich im Winter zu tieferen Breiten ausdehnt. Die grösste Ausdehnung der Polarflecke beträgt 60—70°, die geringste einige Grad. Bisweilen verschwindet die Polarkappe gänzlich, wie der Südpolarfleck im Jahre 1894. Bei der Abnahme der Polarflecke bleibt nicht immer der letzte Rest rund um den Pol gehäuft, so dass bisweilen der Pol unbedeckt sein kann, während in seiner Nähe Schnee liegen bleibt. Um einen Begriff zu geben, wie schnell die Polarkappen abthauen, mögen

einige Beobachtungen über die Ausdehnung der nördlichen Polarkappe mitgeteilt werden. Es bedeutet α den Winkel, welchen der Durchmesser d der Polarkappe einnimmt, h ist die Höhe der Sonne über dem Nordpol, t die Anzahl Tage vor dem Sommersolstitium.

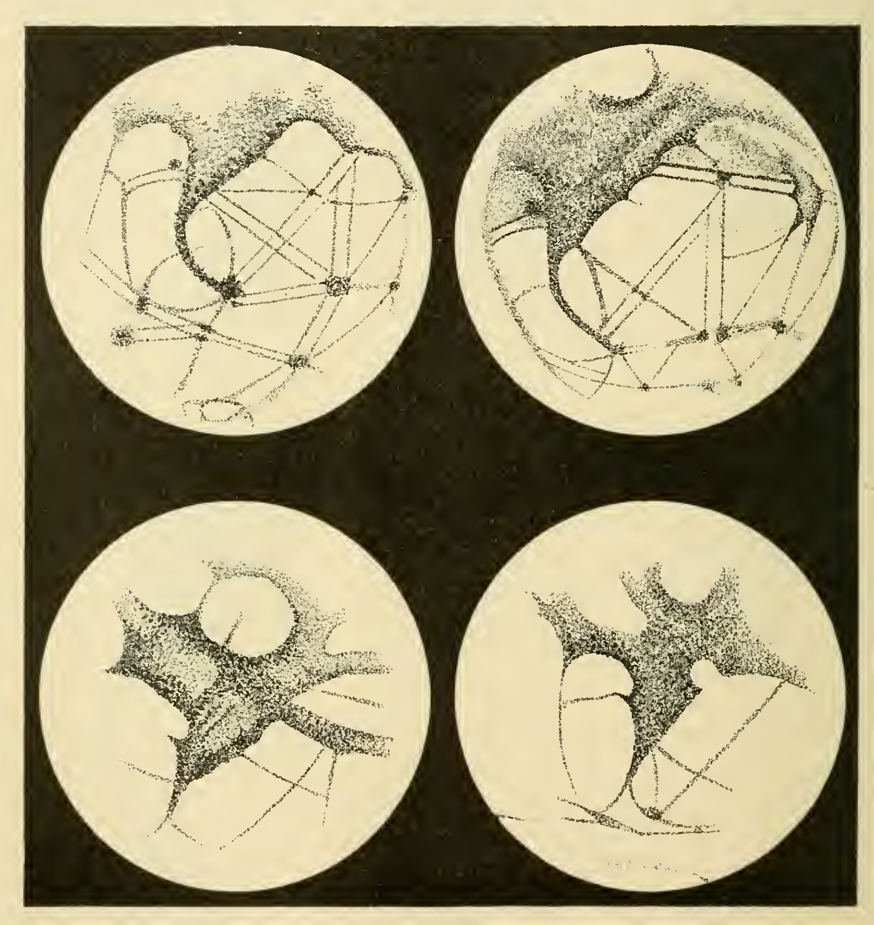


Fig. 55. Die Stundenglas-See (Schiaparellis Syrtis major) nach Zeichnungen von Schiaparelli 1888 Juni 2 und 1890 Juni 20, Lowell Oktober 1898 und Phillips 1896 Dezember 3.

1898/99	α	d	h	t
22. Okt.	60°	3540 km	— 3,2°	220
18. Nov.	56	3300 „	+ 2,4	193
22. Dez.	43	2540 „	9,2	159
28. Jan.	43	2540 „	15,6	122

1898/99	*a*	*d*	*h*	*t*
24. Febr.	42	2480 km	19,4	95
14. März	35	2060 „	21,4	77
2. April	33	1950 „	23,4	58
19. April	30	1770 „	24,3	41

Im allgemeinen wird die ganze Farbe der Winterseite von Mars heller und bietet weniger Einzelheiten, die Farbe der Sommerhälfte dunkler sowohl betreffs der „Festlande“ wie der „Meere“, wovon unten die Rede sein wird.

Wenn die Polarflecke des Mars im Sommer bisweilen gänzlich verschwinden, während dies auf der Erde nie geschieht, so kann dies durch zwei Umstände bedingt sein. Teils kann dort das Klima milder sein als hier, teils können die Anhäufungen von Schneemassen unbedeutender sein als bei uns. Das letzte trifft wahrscheinlicherweise zu, weil auf Mars viel weniger Wasserdampf in der Atmosphäre vorkommt als auf der Erde, und folglich die Kondensationen relativ unbedeutend sind. Dazu kommt, dass die Neigung der Marsachse etwas grösser ist als diejenige der Erdachse, wodurch die Marspole im Sommer relativ mehr Wärme erhalten, als wenn die Neigung geringer wäre. Noch mehr trägt zu diesem Resultate die Durchsichtigkeit und Wolkenlosigkeit der Marsatmosphäre bei, wodurch die Sonnenstrahlen bis zur Marsoberfläche gelangen und direkt zur Schneeschmelzung beitragen, während sie auf der Erde zum weitaus grössten Teil von Wolken aufgefangen und zu ihrer Schmelzung oder Verdampfung verbraucht oder reflektiert werden.

Man hat häufig behauptet, dass es unmöglich Wasser sein könnte, welches sich zu Schnee um den Marspolen kondensierte, da er wegen seiner grossen Entfernung von der Sonne, nur $^3/_7$ der auf die Erde fallenden Sonnenwärme pro Flächeneinheit und Zeiteinheit erhält. Wenn Mars keine schützenden Gase in der Atmosphäre besässe, würde auch ohne Zweifel seine Temperatur nirgends den Gefrierpunkt des Wassers übersteigen. Es ist aber sehr wohl denkbar, wie oben erwiesen wurde, dass durch einen Gehalt an Kohlensäure (von ein paar Prozenten) die mittlere Temperatur des Mars ebenso hoch ausfallen kann, wie diejenige der Erde. Dadurch wird auch der Unterschied zwischen den Temperaturen an verschiedenen Breitegraden vermindert. Dieser Umstand trägt auch etwas dazu bei, dass die Kondensationen von Wasserdampf geringer und die Winde auf Mars schwächer sind als auf der Erde, wodurch die Schneeanhäufungen an den Polen vermindert werden.



Fig. 56. Die beiden Marshalbkugeln nach Flammarion (Nordpol unten).

Einige Forscher haben geglaubt, dass die „Schneebedeckungen“ an den Polen von fester Kohlensäure herrühren. Damit diese sich bei dem niederen Drucke auf Mars kondensiert, muss die Temperatur unter etwa — 90° C. liegen. Aber man kann nicht gern annehmen, dass die Marsatmosphäre aus lauter Kohlensäure besteht. Die Erdatmosphäre enthält etwa 0,05 Proz. Kohlensäure, man kann demnach kaum mehr als 2,5 Proz. Kohlensäure in der Marsatmosphäre annehmen. Dann würde der Kondensationspunkt bei etwa — 140° C. liegen. Wenn nun die Verhältnisse wie auf der Erde sonst wären, würde die Temperatur des Mars doch etwa — 40° C. sein. Die Schwierigkeiten würden also durch die Kohlensäureschnee-Hypothese nicht verringert werden, besonders wenn man ins Auge fasst, dass der Polarschnee des Mars offenbar schmilzt und die daraus entstandene Flüssigkeit die nächstliegenden Gegenden überflutet. Und flüssige Kohlensäure kann nicht unter niedrigerem Druck als etwa 4 Atmosphären bestehen, ist also auf Mars undenkbar.

Die Wolken, aus welchen diese Schneemassen herunterfallen, hat man bisweilen in Form von Trübungen beobachtet. Sie sind jedenfalls sehr selten. Den Mangel an Wolkenbildung in der Marsatmosphäre setzt Ekholm in Zusammenhang mit der geringen Schwerkraft auf Mars (0,37 mal derjenigen auf der Erde). Demzufolge ist die prozentische Abnahme des Luftdruckes mit steigender Höhe (wenn die Luft wie auf der Erde zum grössten Teil aus Stickstoff besteht) auf Mars 2,7 mal langsamer als auf der Erde und infolgedessen werden die aufsteigenden Luftströme, welche durch ihre Abkühlung zu Wolkenbildung Anlass geben, bei weitem nicht so schnell wie bei uns ihre Wärme verlieren. Kurzdauernde weisse Flecke sieht man gelegentlich auf der Marsoberfläche bis zum Äquator. In vielen Fällen erscheinen diese weissen Flecke an bestimmten Stellen, die ihre rötliche Farbe in weiss tauschen, um nach einigen Tagen ihre alte Farbe zurückzunehmen. Man bekommt die deutliche Vorstellung, dass Schneeböen die genannten Gegenden mit Schnee überschütten, und dass die dabei bevorzugten Stellen Erhebungen an der Marsoberfläche kennzeichnen. Solche Erhebungen hat man auch, wie am Mond, dadurch aufgefunden, dass die Grenze zwischen der hellen und dunklen Seite des Planeten (der Terminator) nicht ganz eben und bogenförmig aussieht, sondern helle Ausbuchtungen aufweist. Dieselben kommen nur in den lederfarbenen Gegenden vor, welche man sich als festes Land vorstellt. Ebenso finden sich daselbst Thälern entsprechende Einbiegungen. Diese Gebilde sind zu dauerhaft, um als Wolkenbildungen angesehen zu werden. Sie erscheinen wieder an den-

selben Stellen, wenn man die Marsoberfläche bei der nächsten Opposition beobachtet. Man hat berechnet, dass zur Erklärung einer solchen Beobachtung die Annahme einer Bergkette von 140 km Länge und 3 km Höhe genügen würde.

Eine sehr eigentümliche und interessante Beobachtung machte Schiaparelli 1882 (vgl. Fig. 57).

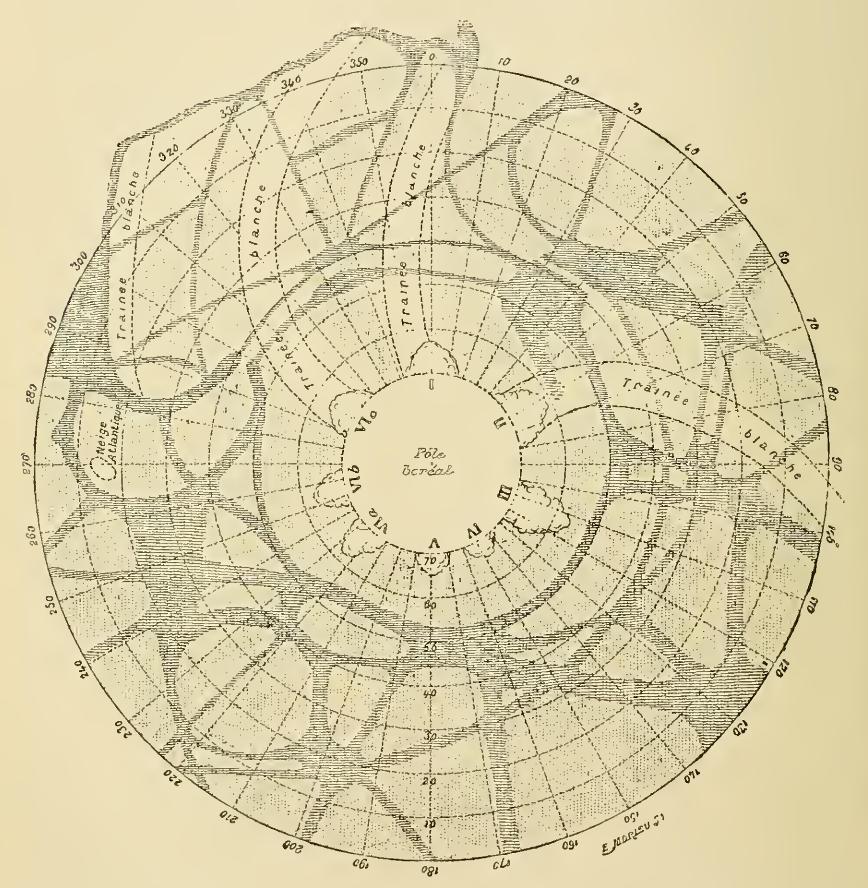


Fig. 57. Helle Streifen vom Nordpol des Mars ausgehend nach einer Zeichnung von Schiaparelli 1882.

Von dem Nordpole gingen mehrere weisse Streifen nach dem Süden mit starker Ablenkung nach rechts hinaus. Dies war im Winterhalbjahr. Als dann die Sonne höher stieg, verschwanden allmählich die weissen Streifen. Die Streifen gingen von Vorsprüngen an der Nordpolarkalotte aus. Wenn von diesen Vorsprüngen ein kühler Wind ausgegangen wäre, würden die Luftteilchen in diesem Winde zu-

folge der Achsenumdrehung des Planeten solche gedrehte Bahnen beschrieben haben, wie sie von den weissen Streifen dargestellt sind. Man bekommt unwillkürlich die Vorstellung, dass kühle Winde von den südlichsten Stellen der Nordpolarkalotte hinausgeflossen sind, um in den milderen Luftstrichen Kondensationen hervorzubringen, wodurch Schneeniederschläge längs den Windbahnen verursacht sind.

Zwischen den weissen Polarflecken sieht man auf der Marsoberfläche eine Menge von eigentümlichen Details. Rötlich-gelbe helle Partieen wechseln mit bläulich-grauen dunkleren ab. Die dunkleren Stellen hält man für Meere, die helleren für festes Land. Wie auf der Erde sind die Meere hauptsächlich auf den Südteil des Himmelskörpers verlegt (vgl. Fig. 56). Das einzige grosse Meer bedeckt die südliche circumpolare Gegend. Auf der nördlichen Halbkugel kommen nur Seen und dieselben verbindende Kanäle vor. Den verschiedenen Land- und Meerespartien hat man Namen erteilt, die hauptsächlich aus der Geographie der alten Welt geholt sind. Sehr eigentümlich ist, dass die Farbe nicht konstant bleibt; wie oben bemerkt, schwellen die dunklen Partieen zur Zeit der Schneeschmelze an den Polen an, die hellen dagegen wachsen während der Winterzeit. Dies kann so weit gehen, dass nicht nur Kontinente von Kanälen durchquert werden oder ganze Festländer zu Seen werden, sondern Seen auch durch gelbgefärbte Wälle in zwei oder mehrere kleine Teile zergliedert oder sogar gänzlich ausgetrocknet werden. Alles dies deutet darauf hin, dass der grösste Teil des Festlandes von Mars aus Niederungen besteht, welche bei den Seeschmelzen von sehr dünnen Wasserschichten bedeckt werden, die ziemlich leicht verdunsten. Man hat im Anschluss an diese Thatsache das Klima auf Mars als sehr gleichförmig anzusehen mit einer Temperatur, die den Gefrierpunkt des Wassers nur wenig überschreitet. Das Wasser hat längst die grösseren Unebenheiten abgetragen und die grössten Partieen der Oberfläche zu sehr niederem Flachland ausgebildet, welches von sehr seichten, ausgedehnten Wasserbecken, die leicht gefüllt werden oder austrocknen, umgeben ist. Das meiste Wasser ist durch Verwitterung (Hydratisierung) gebunden worden, so dass nur sehr wenig noch in flüssiger oder Gasform vorhanden ist. Die geringen Wassermengen, die noch übrig sind, besitzen nur wenig Kraft, die Denudation weiter zu führen. Ebenso wie das Klima zwischen den Polen und Äquator sehr wenig verschieden ist, so treten die Unterschiede zwischen Sommer und Winter und besonders zwischen Tag und Nacht sehr stark zurück. Dies hängt mit den wärmeschützenden Eigenschaften

der Atmosphäre auf das innigste zusammen. Da die Excentricität der Marsbahn beinahe sechsmal grösser als diejenige der Erde und die Neigung der Achse gegen die Ekliptik grösser als für die Erde ist (27^0 anstatt $23\frac{1}{2}^0$), so würde für diejenige Halbkugel, welche Sommer in der Nähe des Perihels (Sonnennähe) besitzt (der Südpol), sonst ein starker Unterschied der Temperatur zwischen Sommer und Winter herrschen.

In dieser Beziehung möge es bemerkt werden, dass man hier ein ausgezeichnetes Beispiel für die Unzulänglichkeit der Crollschen Theorie besitzt, denn diese Theorie verlangt, dass der genannte Pol eine Eiszeit besässe, d. h. viel kälter und stärker vereist wie der Nordpol sein müsste.

Zufolge des geringen Temperaturunterschiedes zwischen Tag und Nacht geht der grösste Teil der Fähigkeit des Wassers, Felsen zu demolieren, verloren. Wegen den geringen Wassermengen können nur verschwindend kleine Mengen von Calciumbicarbonat in dem Wasser gelöst und zum Meer ausgespült werden. Die Kohlensäure wird nach kurzer Frist aus dem Bicarbonat freigemacht (durch die Wirkung von Seetieren und -pflanzen, wenn solche existieren). Das ganze Land ist mit sedimentären Ausfällungen bedeckt, sodass keine Kohlensäure zur Verwitterung von Urgesteinen verwendet wird. Die Kohlensäuremengen, welche durch Meteore (oder vielleicht noch vorhandene Spuren von Vulkanismus) zugeführt werden, können zum grössten Teil erhalten bleiben, sodass dadurch ein grösserer Kohlensäuregehalt des Mars erklärlich wird.

Im allgemeinen kann man behaupten, dass die Veränderungen auf Mars höchst unbedeutend sind, und dass dieser Planet sich gewissermaassen in einem hohen Alter befindet. Es ist jedoch ein grosses Intervall zurückzulegen, bis Mars so weit gekommen ist, wie unser Mond. Als Gegensatz von Mars kann die Venus betrachtet werden (wenn nicht die Ansicht von Schiaparelli sich bewährt). Auf Mars eine ausserordentliche Haushaltung mit den geringen Wärmemitteln, die von der Sonne auf diesen Planet gespendet werden; auf Venus dagegen eine hochgradige Verschwendung durch den grossen Albedo.

Sehr viele Diskussionen haben die Kanäle auf Mars verursacht. Bei einigen Gelegenheiten erscheinen dieselben verdoppelt (vgl. Fig. 55). Wie diese Eigentümlichkeit zu erklären ist, bleibt wohl noch lange ein Rätsel. Die Kanäle laufen ganz schnurgerade und enden in Seen. Dieser Umstand hat sogar den Gedanken aufkommen lassen, dass dieselben Produkte von intelligenten Wesen seien. Da aber die Kanäle, um sichtbar zu sein, wenigstens 60 km breit sein müssen, so kann diese Frage nicht gern

unter Diskussion kommen. Um das plötzliche Auftreten der Seen und Kanäle zu erklären, hat man auch angenommen, dass dieselben nur von Vegetation bedeckten Flecke im rötlich gefärbten Wüstengebiet darstellen. Bei der Schneeschmelzung füllen sich geradlinige Graben mit Wasser, welches zur Bewässerung der umliegenden Landstriche dient.



Fig. 58. Jupiter nach einer Zeichnung von N. E. Green, 17. April 1885. Die schwarze Ovale in der Nähe vom Äquator ist der Schatten des zweiten Jupitermondes. Etwas südlich vom Äquator liegt der rote Fleck, umgeben von weissen Wolken.

Diese bedecken sich dabei mit Vegetation, welche die rotgelbe helle Wüstenfarbe in eine dunklere bläuliche Nuance überführen. Einige Forscher (z. B. Cerulli) versuchen die geradlinige Form der Kanäle als eine subjektive Erscheinung zu deuten.

Jupiter (Fig. 58). Bei diesem Planeten kann man leicht eine Abplattung wahrnehmen, die bei den früher genannten und der Sonne nicht

beobachtet werden kann. Es hängt dies von der erheblichen Grösse der Centrifugalkraft auf diesem Planeten ab. Sein Durchmesser ist etwa elfmal grösser als derjenige der Erde, und doch geht seine Achsenumdrehung in kürzerer Zeit als 10 Stunden vor sich. Mit der Sonne teilt er die Eigenschaft, dass die Rotationszeit am Äquator kürzer ist, als näher bei den Polen. So fand z. B. Denning folgende Rotationsdauer:

Für	Äquatorialflecke		9^h	50^m	$24{,}6^s$	
„	Flecke	12—15° N	9	55	28,8	
„	„	25—30° N	9	55	29,8	— $9^h\,55^m\,53{,}5^s$.
„	„	25—30° S	9	55	18,6	
„	„	40—50° S	9	55	9,2.	

Es ist also eigentlich der Äquator, welcher sich etwas schneller bewegt wie die anderen Teile, welche untereinander ziemlich gleich schnell rotieren. Die Winkelgeschwindigkeit scheint wiederum zu den Polen hin etwas beschleunigt zu werden, im Gegensatz zu den Verhältnissen auf der Sonne. Nach diesen Angaben ist die Centrifugalkraft am Äquator des Jupiter etwa 70 mal grösser als auf der Erde, während die Schwere daselbst nur 2,5 mal diejenige auf der Erde übertrifft. Es ist deshalb kein Wunder, dass die Abplattung des Jupiter sich sehr bemerkt macht. Die Achsenlängen verhalten sich wie 15 : 16. Die eine Seite bewegt sich zu uns, die andere von uns mit einer Geschwindigkeit von 12,4 km. Deslandres hat mit Hilfe des Dopplerschen Prinzipes aus den Verschiebungen der Sonnenlinien diese Geschwindigkeit gemessen und gleich 11,8 km gefunden. In dem reflektierten Licht (von einem Planeten) ist die Linienverschiebung zufolge einer bestimmten Geschwindigkeit doppelt so gross, wie oben (S. 29) für einen selbstleuchtenden Körper berechnet wurde, weil wegen der Reflexion der Weg des Lichtstrahls um den doppelten Betrag der Verschiebung geändert wird. Eine andere Eigentümlichkeit, als betreffs der Umdrehung, teilt Jupiter mit der Sonne, indem der Planet heller in seiner Mitte als an den Seiten erscheint. Man kann nämlich nur auf diese Weise erklären, dass seine Monde beim Vorübergang vor der Planetscheibe an deren Seite hell, in ihrer Mitte dagegen dunkel erscheinen.

Die Oberfläche des Jupiter zeigt viele Streifungen die parallel dem Äquator verlaufen, deren Helligkeit und Farbe zwischen gelblichweiss und dunkelrötlich wechseln. Die dunkleren Streifen zeigen stärkere Absorptionsbänder als die helleren. Man sieht also bei den ersteren tiefer

in die Atmosphäre des Jupiter hinein, d. h. die reflektierenden Bestandteile (Wolken) liegen da tiefer als in den helleren Gebieten. Es ist offenbar derselbe Umstand, welcher veranlasst, dass die Ränder des Planeten dunkler erscheinen als die Mitte seiner Scheibe. Eigentümlich ist, dass Vogel Helligkeits- und Spektralschwankungen festgestellt hat, welche anzudeuten scheinen, dass die Wolkenbildung (und daraus folgende Lichtreflexion), wie auf der Erde, am stärksten ist, wenn die Sonnenthätigkeit ihr Maximum hat. Die Streifen haben eine ziemlich unveränderte Lage. Der Äquator ist durch einen starken hellen Gürtel gekennzeichnet (von etwa 37000 km Breite), zu dessen beiden Seiten dunkle Bänder liegen, welchen wiederum hellere und dunklere Streifen folgen. Die Polarkappen sind dunkel und zeigen keine Details. Die stark ausgeprägte Parallelstreifung der Jupiterscheibe hängt ohne Zweifel mit der starken Geschwindigkeit der Umdrehung zusammen.

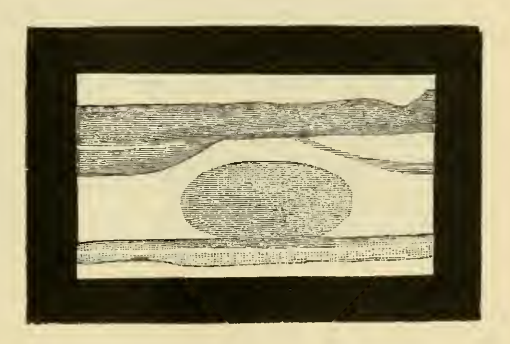


Fig. 59. Der rote Fleck auf Jupiter.

Die Flecke des Jupiter sind am stärksten auf der südlichen Halbkugel ausgebildet (ebenso wie bei der Sonne). Unter den Flecken ist der eigentümlichste und auffallendste der rote Fleck vom Jahre 1872, der erst recht unansehnlich war, dann an Schärfe und Deutlichkeit stark zunahm und später langsam erblasste (Fig. 59). Sein grösster Durchmesser war (5. Sept. 1889) etwa 30000 km. Die Wolken entweichen diesem Fleck. Dies deutet darauf, dass der rote Fleck eine abgekühlte Stelle sei, zu dem ein Luftstrom wie zu den Sonnenflecken niedersinkt. Wir könnten demnach am roten Fleck tiefer in die Jupitermasse hineinschauen als sonst wo. Man hat früher häufig gemeint, Jupiter sende eine merkliche Menge Eigenlicht aus, dies steht doch mit dem Umstande in Widerspruch, dass seine Monde dunkel erscheinen, sobald sie in den Kernschatten des Planeten eintreten.

Die dunklen Bänder Jupiters scheinen mit einer Periode von etwa 12 Jahren Farbe zu wechseln. Wenn die Bänder der nördlichen Halbkugel tiefrot sind, sind diejenigen auf der südlichen blass und gehen sogar in bläulich über und umgekehrt. Da die Umlaufszeit des Jupiter 11,86 Jahre beträgt, steht dieser Farbenwechsel wahrscheinlicherweise

mit den Jahreszeiten in Zusammenhang, obgleich die Jupiterachse sehr nahe senkrecht auf die Jupiterbahn steht.

Die äussere Erscheinung des Jupiter ändert sich häufig sehr schnell dadurch, dass die Wolken in seiner Atmosphäre sich rasch verschieben. Dies kann natürlicherweise nicht von der Wärmewirkung der Sonne abhängen, da sie auf dem Jupiter nur $^1/_{27}$ derjenigen auf der Erde entspricht. Die Bewegungsursache muss also im Planeten selbst liegen. Aus dem Innern dieses Planeten müssen deshalb bedeutende Wärmemengen in kurzer Zeit hinauftransportiert werden. Dies könnte nicht gern eintreffen, wenn der Planet eine feste Kruste besässe. Auch seine Dichte

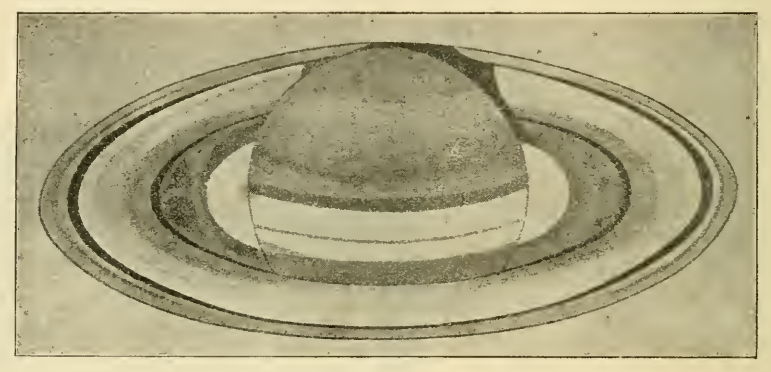


Fig. 60. Saturn im Februar 1887 nach F. Terby.

(0,24), welche derjenigen der Sonne (0,25) äusserst nahe kommt, deutet darauf hin, dass der Aggregationszustand des Jupiter ungefähr derselbe ist, wie derjenige der Sonne, d. h. gasförmig.

Ob Jupiter noch eigenes Licht aussendet, kann man nicht mit Sicherheit sagen. Es ist ja immerhin höchst wahrscheinlich, dass die inneren Teile dieser Gasmasse stark glühen. Jedenfalls strahlt aber nichts davon durch die dicke Wolkenhülle hindurch, denn, wie oben gesagt, sobald seine Monde in den Jupiterschatten hineintreten, entziehen sie sich der Beobachtung gänzlich.

Saturn (Fig. 60). Dieser Planet ist, abgesehen von seinem eigentümlichen Ringensysteme, dem Jupiter sehr ähnlich, sein Albedo ist noch etwas grösser wie derjenige des Jupiter und kommt demjenigen der Venus sehr nahe. Seine Abplattung ist wegen der geringen Dichte (Hälfte derjenigen von Jupiter) noch grösser, so dass sich der Polar- zum Äquatorialhalbmesser wie 9,7 : 10,7 verhält. Sein Durchmesser (9,30 mal derjenigen der Erde) erreicht auch fast den Jupiterdurchmesser (11,06). Die Um-

laufszeiten sind auch nahezu gleich. Aus den Bewegungen der Flecke des Saturn bestimmt man die Rotationszeit zu $10^h,14{,}5^m$ zwischen 17^0 und 37^0 Breite, zu $10^h,13^m$ also 1,5 Minuten kürzer, von 6^0 n. Br. bis 12^0 s. Br. (am Äquator). Dies entspricht einer Drehungsgeschwindigkeit am Äquator von 10,4 km pro Sek., während aus spektroskopischen Messungen 10,3 km gefunden wurden. Infolge dieser grossen Geschwindigkeit bilden sich ähnliche mit dem Äquator parallele Streifen wie beim Jupiter aus. Der äquatoriale Streifen ist heller gefärbt, die anderen dunkler rötlich. Die Neigung der Äquatorialebene gegen die Bahnebene ist ganz bedeutend und beträgt 28^0. Deshalb werden die Jahreszeiten während des 29,5 Jahre umfassenden Umlaufs da sehr ausgeprägt sein. Herschel glaubte zu bemerken, dass ein Pol, welcher gerade aus der 15jährigen Polarnacht heraustritt, heller erscheint, als der andere Pol, welcher einen ebenso langen Sommer genossen hat. Es kann diese hellere Farbe der Pole nach der Polarnacht natürlicherweise nicht von Eis- und Schneemassen herrühren, sondern man muss annehmen, dass die Wolkenbildung kräftiger ist auf dem aus dem Nachtdunkel heraustretenden Gebiet, als auf den längere Zeit beleuchteten Teilen. Da die Dichtigkeit des Saturn nur die Hälfte derjenigen von Jupiter erreicht, so scheint man dem Schluss nicht entgehen zu können, dass auch Saturn ganz gasförmig sei und wahrscheinlicherweise heisser wie Jupiter.

Die eigentümlichste Erscheinung am Saturn ist der Ring, welcher in seiner Aquatorialebene liegt. Wegen der starken Neigung dieser Ebene gegen die Ekliptik, welche nur um $2{,}5^0$ gegen die Bahn des Saturn geneigt ist, erscheint der Ring unter verschiedenen Umständen sehr verschieden. Wenn wir denselben von der scharfen Kante sehen, entzieht er sich wegen seiner geringen Dicke der Beobachtung; man hat seinen Durchschnitt zu unter 100 km geschätzt. Wenn der Ring sehr schräg gegen die Sichtlinie steht, umgiebt er den ganzen Planeten mit seinem elliptischen Umriss (Fig. 60). Davon rühren die grossen Veränderungen im Aussehen dieses Planeten her, welche dem ersten Beobachter desselben, Galilei, so sonderbar vorkamen, dass er an der Richtigkeit seiner Beobachtungen und der Anwendbarkeit seines Fernrohres zweifelte. Er soll sogar längere Zeit den Saturn nicht haben beobachten wollen. Die Lösung der Rätsel fand Huyghens um 1655.

Die Dimensionen des Ringes und seiner Entfernungen sind aus Figg. 60 und 61 (nach Barnard) ersichtlich.

Der Ring ist durch dunkle Einschnitte in drei ineinander gelagerte Kreisscheiben geteilt. Der äusserste Teil (*AB*) erstreckt sich zwischen

138400 km und 119700 km vom Saturnmittelpunkt. Etwa in seiner Mitte liegt ein schmaler Einschnitt, die Enckesche Trennung (Fig. 60). Der zweite Teil (*CD*) ist vom ersten durch die 2800 km breite nach dem Entdecker benannte Cassinische Trennung (*BC*) geschieden. Er erstreckt sich von 116900 bis zu etwa 86500 km vom Saturnmittelpunkt. Er geht ohne scharfe Grenze in den innersten „dunklen Ring" (Fig. 60) über, welcher aus einem schwachen bläulichen Schimmer besteht und deshalb erst ziemlich spät von Bond entdeckt wurde. Er erstreckt sich bis zu etwa 72600 km von dem Mittelpunkt und ist durch 11600 km von dem äusseren Ende des 61000 km betragenden Saturnradius entfernt.

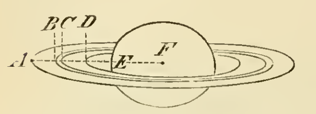


Fig. 61. Die Dimensionen des Saturnsystems nach Barnard. $AB = 18700$ km, $BC = 2800$ km, $CD = 30400$ km, $DE = 25500$ km, $EF = 61000$ km.

Das Spektrum des Ringes wurde von Keeler untersucht. Er fand, dass in demselben das rote Band, welches für Jupiter und Saturn charakteristisch ist, nicht vorkommt, dass der Ring folglich wahrscheinlicherweise keine Atmosphäre oder wenigstens nicht eine so dichte wie die Saturnkugel selbst besitzt.

Die Beobachtung über die Grösse der Verschiebung der Fraunhoferschen Linien ergab weiter, dass die äusseren Teile des Ringes sich langsamer bewegen, als die inneren, während, wenn sie fest zusammenhängen würden, das Umgekehrte zutreffen müsste. Die Umlaufszeiten an verschiedenen Stellen verhielten sich so wie sie aus dem dritten Keplerschen Gesetz für einen an derselben Stelle befindlichen Mond zu berechnen wären. Keeler schloss daraus, dass der Ring aus einer grossen Zahl von kleinen Satelliten bestehen. Zu dem ähnlichen Schluss war man übrigens aus der Natur (Polarisation) des von den verschiedenen Teilen des Ringes reflektierten Lichtes gelangt. In der ältesten Zeit glaubte man natürlicherweise mit einem festen Ring zu thun zu haben, später ging man zur Annahme über, dass er flüssig sei, bis Maxwell zeigte, dass diese beiden Gebilde instabil sind, so dass man annehmen muss, dass der Ring aus diskreten Teilen besteht, eine Ansicht, die, wie oben erwähnt, durch die optische Untersuchung völlig bestätigt wurde.

Im dunklen Ring kommen wahrscheinlicherweise die kleinen Partikelchen des Ringes weniger häufig vor, wodurch die geringere Helligkeit leicht verständlich wird. Man hat viel darüber spekuliert, ob der Ring sich seit seiner Entdeckung durch Galilei 1612 oder richtiger Huyghens 1655 dem Planeten genähert hat. Dies scheint aus

den älteren Beobachtungen hervorzugehen. Es ist aber immerhin sehr unwahrscheinlich, dass so grosse Veränderungen in historischer Zeit hätten stattfinden können. Denn gäbe es eine den Saturn mit Ringsystem umhüllende Atmosphäre, welche in historischer Zeit die Ringbahn vermindert hätte, so wäre ohne Zweifel der Ring in der Länge der Zeit auf die Saturnkugel eingestürzt.

Uranus wurde von Herschel am 13. März 1781 entdeckt. Wegen seiner grossen Entfernung kann man keine nennenswerten Details auf ihm entdecken. Man glaubt bisweilen Spuren von Streifen, die denjenigen des Jupiter und des Saturn ähnlich waren, auf ihm gesehen zu haben. Von seiner Umdrehungszeit hat man keine Vorstellung. Viele Beobachter wollen eine starke Abplattung (etwa $^1/_{14}$ bis $^1/_{19}$) bemerkt haben, welche eine bedeutende Rotationsgeschwindigkeit wahrscheinlich machen würde, was ja übrigens wegen seiner Ähnlichkeit mit den grossen Planeten zu erwarten wäre.

Wie oben angedeutet, macht sein Spektrum es wahrscheinlich, dass er eine ungewöhnlich dichte Atmosphäre besitzt.

Neptun. Wegen Störungen in der Uranusbahn berechneten Adams und Leverrier die Lage und Grösse eines neuen Planeten, welcher diese Störungen veranlassen sollte. Galle suchte diesen Planeten an der angegebenen Stelle und fand ihn da (1846). Dieser neue Planet ist etwas unansehnlicher als seine nächsten Nachbarn. Seine Umlaufszeit ist 60181 Tage (164 Jahre 280 Tage), während diejenige des Uranus 30688 Tage (84 Jahre 7 Tage) und diejenige von Saturn 10759 Tage (= 29 Jahre 167 Tage) beträgt.

Trotz der grösseren Dichte und des geringeren Albedo dieses Planeten ist man der Ansicht, dass seine physische Beschaffenheit derjenigen des Uranus nahe kommt. Darauf deutet auch die spektroskopische Untersuchung hin.

Die Satelliten. Von der Erde ab gerechnet, besitzen alle die äusseren Planeten einen oder mehrere Monde (Trabanten oder Satelliten). Diese Monde bewegen sich für gewöhnlich in einer Ebene, welche wenig von der Äquatorialebene des Hauptplaneten abweicht. In dieser Hinsicht scheint der Erdmond sich unregelmässig zu verhalten, indem die Neigung seiner Bahn gegen die Ekliptik nur $5^0, 8', 10''$ beträgt, während die Äquatorialebene der Erde um $23^1/_2{}^0$ gegen die Ekliptik geneigt ist. Unser Mond ist auch ungewöhnlich gross im Verhältnis zum Hauptkörper, indem sein Halbmesser 1740 km (= 0,27 Erdradien) beträgt. Er besitzt weiter eine ungewöhnlich grosse Bahnexcentricität 0,055.

Im Jahre 1877 fand A. Hall in Washington zwei Begleiter des Mars, die Phobos und Deimos genannt wurden. Ihre Bahnneigungen sind $26^0, 17'$ bezw. $25^0, 47'$, also sehr nahe gleich derjenigen des Planetenäquators. Das sonderbarste bei diesen Monden ist, dass der innere, Phobos, welcher nur 9300 km von dem Marscentrum (6900 km von der Oberfläche) entfernt ist, eine bedeutend kürzere Umlaufszeit $7^h, 39^m$ als der Hauptkörper ($24^h, 37^m$) besitzt. Er geht also, von Mars gesehen, in West auf und in Ost unter.

Deimos befindet sich in der Entfernung 23000 km vom Marscentrum und durchläuft seine Bahn in $30^h, 18^m$. Die beiden Monde sind äusserst unbedeutend, sie haben Durchmesser von nur etwa 10 km. Die Excentricitäten ihrer Bahnen sind 0,032 bez. 0,006.

Vieles Aufsehen erregte die Entdeckung Galileis von vier Jupitermonden. Ihre Entfernungen von dem Jupitermittelpunkt betragen 420000, 669000, 1067000 und 1877000 km (6, 9,5, 15 bezw. 26,5 Jupiterhalbmessern). In neuester Zeit wurde ein fünfter Mond von Barnard entdeckt, dessen Entfernung höchstens 1,7 Jupiterhalbmesser beträgt. Ihre Umlaufszeiten, Entfernungen (in Tausenden von Kilometern), Durchmesser und Massen (verglichen mit denjenigen unseres Mondes), Dichten (Erde = 1) und Neigungen der Bahnen sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

Mond	Umlaufszeit	Entfernung	Durchmesser	Masse	Dichte	Neigung
V	12^h	126.10^3 km	—	—	—	—
I	$1^d\ 18^h$	420	4070 km	0,43	0,17	$2,8^0$
II	3 13	669	3430	0,50	0,32	1,37
III	7 4	1067	5790	2,23	0,29	2,0
IV	16 17	1877	4830	1,07	0,25	1,57

Vom Jupitermond V ist es sicher, dass seine Bahn keine grössere Neigung gegen den Jupiteräquator als etwa $20'$ besitzt. Am Jupitermond I hat man einen ähnlichen Äquatorialstreifen gesehen wie beim Jupiter. Ausserdem giebt sein Spektrum denselben Absorptionsstreifen im Rot wie dieser Planet selbst; es ist demnach wahrscheinlich, dass seine physische Beschaffenheit mit derjenigen Jupiters übereinstimmt. Dass dieser Mond gasförmig sei, darauf deutet auch seine geringe Dichte hin. Aus dem Vorkommen des Äquatorialstreifens schliesst man, dass er rotiert und nicht immer dieselbe Seite dem Hauptplaneten zukehrt. Letzteres scheint dagegen für die Jupitermonde III und IV der Fall zu sein. IV erscheint in verschiedenen Lagen verschieden hell, sodass die zum Ju-

piter gewendete Seite die hellere ist. Nach den Beobachtungen von Douglass über Flecke am III. Monde ist dieselbe Drehungsweise für diesen Körper wahrscheinlich. Die Jupitermonde III und IV sind die grössten Satelliten im Sonnensystem. Der erstgenannte übertrifft nicht unbedeutend Merkur (Durchmesser 4800 km), der zweite ist mit diesem Planeten gleich gross. Der Mond II ist ziemlich genau gleich gross wie unser Mond und I liegt in der Mitte zwischen Erdmond und Merkur. Ihre Bahnexcentricitäten sind äusserst gering, am grössten bei III und IV (0,0013 bezw. 0,0072).

Saturn ist sehr stark mit Monden versehen. Dieselben besitzen ziemlich unbedeutende Dimensionen, sodass man nur für den grössten derselben, Titan, direkt den Durchmesser hat bestimmen können. Derselbe wurde von Barnard gleich etwa 4000 km gefunden. Aus photometrischen Bestimmungen hat man ihre Grösse abgeleitet, indem man annahm, dass sie denselben Albedo wie Saturn besitzen. Diese Annahme ist, wenigstens für die äusseren Monde, unrichtig und man wird wahrscheinlicherweise der Wahrheit näher kommen, wenn man die unten gegebenen Ziffern für die auf die genannte Weise berechneten Durchmesser als für die entsprechenden Halbmesser gültig annimmt. Dies trifft offenbar für Titan ziemlich zu. Ihre wichtigsten Eigenschaften sind in folgender Tabelle verzeichnet.

	Umlaufszeit			Entfernung	Durchmesser	Excentr.	Neigung
Mimas. .		22^h	37^m	186.10^3 km	470 km	—	—
Enceladus	1^d	8	53	238	594	—	—
Thetys .	1	21	18	294	916	0,011	28°, 10′
Dione . .	2	17	41	379	871	0,003	28, 10
Rhea . .	4	12	25	526	1197	0,001	28, 8
Titan . .	15	22	41	1222	2259	0,028	27, 37
Hyperion	21	7	28	1480	310	0,125	28, 10
Japetus .	79	7	54	3538	783	0,028	18, 38

Beim Japetus hat man ähnlichen Lichtwechsel (etwa im Verhältnis 1:4) wie beim vierten Jupitermond gefunden. Es ist deshalb wahrscheinlich, dass Japetus immer dieselbe Seite dem Saturn zukehrt. Das Eigentümliche trifft nun ein, dass die hellste Seite nicht zum Saturn gerichtet ist, sondern etwa die halbe helle und die halbe dunkle Seite. Japetus ist dementsprechend am wenigsten sichtbar in seiner östlichen Elongation, am meisten in seiner westlichen.

Die Saturnmonde beschreiben alle, mit Ausnahme des äussersten,

Japetus, Bahnen, welche sehr nahe in die Äquatorialebene des Hauptplaneten fallen. Hyperion ist dadurch merkwürdig, dass seine Bahn die grösste Excentricität von allen Satellitenbahnen besitzt, etwa 2,2 mal diejenige des Erdmondes, welcher die nächste Stelle in dieser Beziehung einnimmt.

Uranus besitzt vier Monde, von welchen die beiden äusseren nach photometrischen Messungen einen Durchmesser von 900 km haben. Dabei wird angenommen, dass der Albedo der Monde demjenigen des Hauptplaneten gleichkommt, wodurch man in diesem Falle wahrscheinlicherweise Zahlen bekommt, die im Verhältnis 1 : 1,75 zu klein sind. Die inneren Monde haben nach ihrer Lichtstärke etwa 1,5 mal geringeren Durchmesser als die äusseren.

Die diese Monde betreffenden Daten sind im Folgenden zusammengestellt:

	Umlaufszeit	Entfernung	Excentricität	Neigung
Ariel	2^d, 52	194.10^3 km	0,02	97^0, 58′
Umbriel	4, 14	271	0,01	98, 21
Titania	8, 71	444	0,0011	97, 47
Oberon	13, 46	593	0,0038	97, 54.

Die Neigungen der Bahnen dieser Monde stimmen sehr gut untereinander überein und übersteigen 90^0, d. h. die Mondbahnen bilden einen nahezu rechten Winkel mit der Ekliptik und sind etwas rückläufig (retrograd). Während also die Bahnen der meisten Monde und Planeten von der Nordseite der Achse der Ekliptik gesehen sich in umgekehrter Richtung wie die Uhrzeiger drehen, bewegen sich die Uranusmonde in demselben Sinne wie Uhrzeiger. Dies ist noch mehr für den Neptunmond der Fall, dessen Bahn eine Neigung von $145,7^0$ besitzt. Da nun die Mondbahnen im allgemeinen sehr nahe mit den Äquatorialebenen der Hauptplaneten zusammenfallen, so ist es wahrscheinlich, dass die Achsendrehung von Uran sowohl wie von Neptun rückläufig ist. (Ihre Bahnen um die Sonne gehen aber in der normalen Richtung.) Der Neptunmond läuft in einer Entfernung von 454000 km (= 14,54 Neptunhalbmessern) in $5,88^d$ um seinen Hauptplaneten. Seine Grösse wird nach der Lichtstärke etwa gleich demjenigen des Erdmondes geschätzt. Die Excentricität seiner Bahn ist sehr gering, nämlich 0,0088.

Das Tierkreislicht. Unter den Tropen und, bei besonders günstigen äusseren Bedingungen der Beobachtung, in unseren Breiten nimmt man in der Nähe der Sonne ein schwaches Licht wahr. Dieser Lichtschein steigt vom Horizont in Form von einer Pyramide auf (Fig. 62), deren

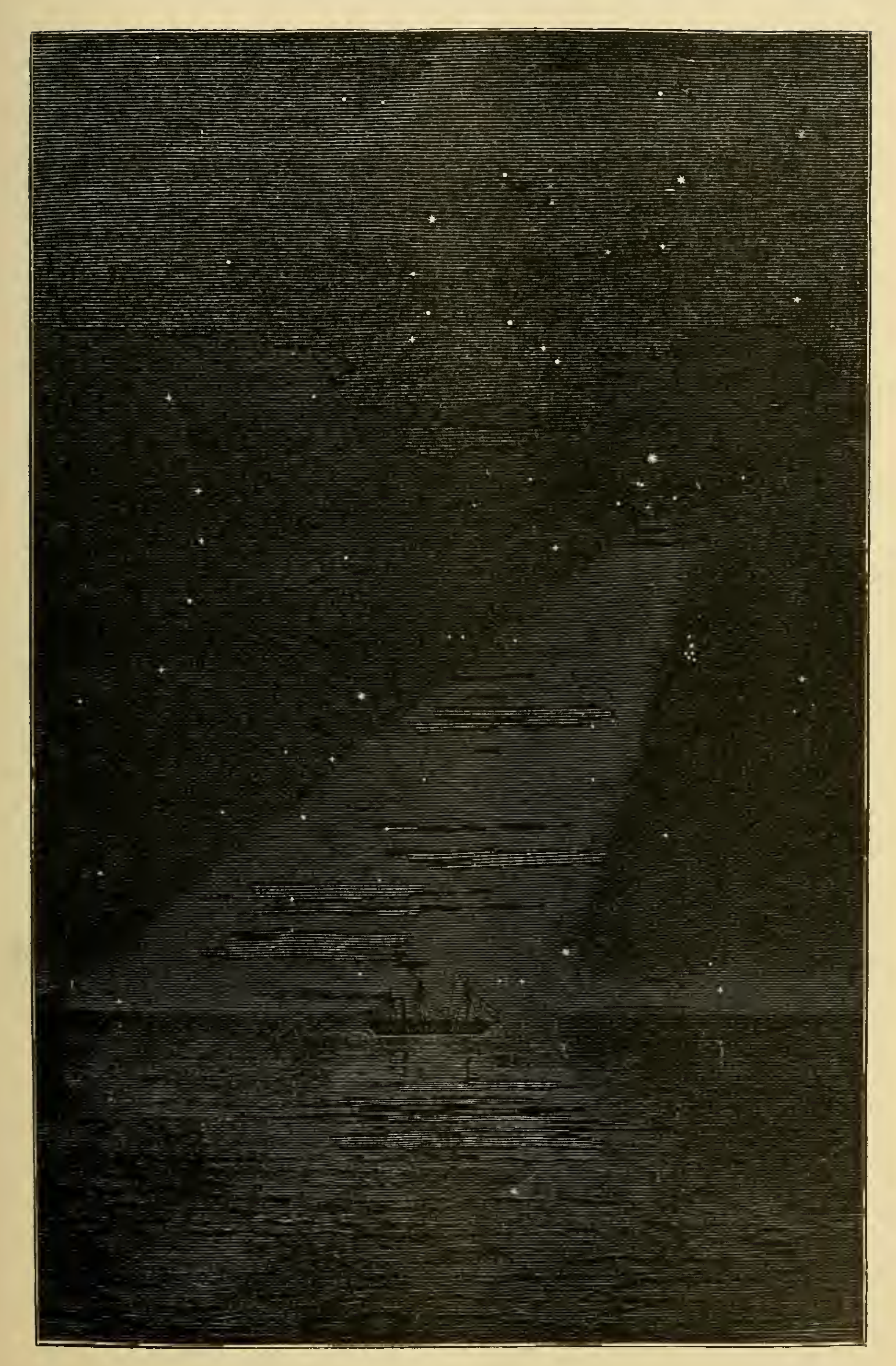


Fig. 62. Tierkreislicht in den Tropen.

Mittellinie in den Tierkreis fällt, woher der Name abgeleitet ist. Er ist bei uns am leichtesten im Frühling (am Abend) und im Herbst (am Morgen) zu sehen, weil die Ekliptik dann die grösste Neigung gegen den Horizont (am Untergang bezw. Aufgang der Sonne) besitzt. Er ist am Abendhimmel lichtstärker als am Morgenhimmel. Bisweilen erstreckt sich der Lichtschein höher hinauf, sodass er auf dem Himmelsgewölbe einen schwachen Lichtring bildet, dessen Lichtstärke in dem gerade der Sonne gegenüberliegenden Punkte ein Maximum besitzt, welches Gegenschein genannt wird (von Brorsen 1854 zuerst gesehen).

Nach der ältesten, noch nicht verlassenen, Auffassung wird das Tierkreislicht von einer Menge von kleinen Partikelchen veranlasst, welche die Sonne innerhalb eines linsenförmigen Raumes, der in der Ekliptik seine grösste Ausdehnung besitzt, umgiebt. Aus seinem Spektrum hat man geschlossen, dass das Zodiakallicht von festen (oder flüssigen) Partikelchen reflektiert wird. Es ist nämlich polarisiert und giebt ein kontinuierliches, die Sonnenlinien enthaltendes Spektrum.

Zur Erklärung des Gegenscheins hat man angenommen, dass unzählige Mengen von kleinen Körperchen (Sternschnuppenmaterie) von der Sonne oder zu der Sonne ziehen. Zufolge der perspektivischen Wirkung würde man eine Art Corona, wie beim Nordlicht sehen, welche gerade gegenüber der Sonne liegen müsste, wenn nämlich die kleinen Körperchen in der Richtung der Sonnenradien sich bewegen. Die mutmaassliche Ursache des Tierkreislichtes haben wir oben (S. 154) angegeben.

Die Kometen. Während die bisher behandelten Körper des Sonnensystems sich in einer nahezu kreisförmigen Bahn um die Sonne herumbewegen, ist dies nicht mehr bei den Kometen der Fall, welche nahezu parabolische Bahnen beschreiben. Einige von denselben bewegen sich in elliptischen Bahnen, die unter Umständen nicht allzu weit von der Sonne sich entfernen. Diese, unter welchen die sogenannten periodischen Kometen mehrmals beobachtet sind, gehören dem Sonnensystem dauernd an. Die Bahn eines solchen Kometen liegt in beinahe allen Fällen in einem Punkt sehr nahe an einer Planetenbahn. Man hat deshalb Anlass, zu vermuten, dass die betreffenden Kometen, ebenso wie diejenigen, welche parabolische Bahnen besitzen, aus unendlicher Entfernung zum Sonnensystem gelangt sind und wieder in die Unendlichkeit sich entfernt hätten, wenn sie nicht durch die Anziehung eines sehr nahe stehenden Planeten eingefangen wären. Von 70 solchen Kometen sind 4 durch Merkur, 7 durch Venus, 10 durch die Erde, 4 durch Mars, 23 durch Jupiter, 9 durch Saturn,

8 durch Uran und 5 durch Neptun mit unserem Sonnensystem einverleibt worden. Es giebt noch einige Kometen, deren Bahnen die Ekliptik in einer Entfernung von der Sonne von etwa 70 Erdbahnradien durchschneiden. Man hat aus diesem Grunde die Anwesenheit eines extraneptunellen Planeten in dieser Entfernung vermutet.

Jedenfalls verhalten sich die Kometen ganz anders wie die anderen Mitglieder des Sonnensystems. Die grosse Excentricität ihrer Bahnen und die grosse Neigung der Bahnebenen gegen die Ekliptik deutet auf ihren fremden Ursprung. Da die Kometen so leicht in das Planetensystem eingezogen werden können, so können sie auch leicht aus ihrer Bahn geworfen werden; bei einer nahezu parabolischen Bahn genügt eine sehr geringe Störung, um eine sehr grosse Änderung in der Umlaufszeit zu bewirken.

Da nun die Kometen so stark von den Planeten gestört werden, liegt es nahe, zu fragen, ob nicht die Planeten an der anderen Seite durch die Kometen beeinträchtigt werden. Dies ist nun nicht der Fall. Demnach muss man annehmen, dass die Masse dieser Himmelskörper ganz ausserordentlich gering ist, ein Umstand, welcher schon Newton wohlbekannt war. Dies stimmt auch damit überein, dass, wenn man Sterne durch die Nebelmassen eines Kometenkopfes gesehen hat, die von ihnen ausgehenden Lichtstrahlen keine merkliche Abweichung zufolge der Kometenatmosphäre gezeigt haben. Nach einer Messung von W. Meyer sollte es gelungen sein, bei dem Kometen vom Juli 1881 eine atmosphärische Refraktion nachzuweisen, wonach die Dichte der Gashülle des Kometen umgekehrt proportional dem Quadrat der Entfernung von dem Mittelpunkt des Kometenkopfes sich ändern sollte und die Menge Substanz pro Volumeneinheit in einer Entfernung davon von 10200 km ebenso gross wäre wie in einem Vakuumrohr, dessen Gasdruck 5 mm entspricht. Daraus berechnete er, dass die ganze Kometenmasse etwa 300 mal geringer sein sollte, als die Masse des Erdmondes, ein Resultat, welches viel zu hoch geraten zu sein scheint.

Die Kometen kommen nicht immer gleich oft vor. Berberich hat gezeigt, dass sie häufiger zu beobachten sind in Jahren von starker Sonnenthätigkeit. Ebenso hat ein Komet einen grösseren oder richtiger mehr leuchtenden Schweif in Jahren von hoher Sonnenthätigkeit.

Nicht alle Kometen besitzen Schweife. Die sogenannten teleskopischen Kometen sind nur durch ihre Bewegungen von kleinen Planeten oder Sternen zu unterscheiden. Für gewöhnlich besitzen sie jedoch eine sehr ausgedehnte Dunsthülle, die einen leuchtenden Kern umgiebt. Bis-

weilen ist der Kern so schwach ausgebildet, dass er nicht sichtbar ist. Von dem Kern gehen häufig speichenförmige Gebilde aus, welche an der s. g. Haube enden. Erst wenn der Komet in die Nähe der Sonne kommt, entwickelt er den Schweif, welcher immer mehr zunimmt, bis der Komet seine Sonnennähe erreicht hat. Danach nimmt der Schweif allmählich an Grösse ab, aber gewöhnlicherweise langsamer als er zugenommen hat und zuletzt verschwindet er. Die Materie im Schweife geht von der paraboloïdischen Haube aus, welche den Kopf des Kometen zur Sonne hin umgiebt. Diese Haube entsteht offenbar durch Verdunstung von einer Substanz im Kometenkörper. Bisweilen geschieht dies stossweise, sodass die Haube doppelt oder dreifach wird. Sie zieht sich in der Sonnennähe zusammen.

Die Haube hat man spektroskopisch untersucht und gefunden, dass sie teils ein kontinuierliches Spektrum mit Sonnenlinien giebt, welches die Anwesenheit von festen oder flüssigen Partikelchen anzeigt, teils auch sich als aus gasförmigen Bestandteilen zusammengesetzt erweist. Ein Gas, welches typisch bei den Kometen sich vorfindet, ist ein Kohlenwasserstoffgas, oder die damit verwandten Kohlenoxyd- und Cyangase. Kohlenwasserstoffe geben ein Spektrum mit drei Bändern, eins in gelb, eins in grün und eins in blau, welche mehr oder weniger ausgeprägt bei allen Kometen vorkommen (vgl. Tafel 2). Wenn diese näher zur Sonne kommen, passiert es, dass sie die Natriumlinien zeigen, bisweilen treten, wenn die Hitze sehr stark geworden ist, auch Eisenlinien auf (grosser Komet 1882). Die Gase treten erst auf, wenn der Komet in genügender Nähe zur Sonne gekommen ist. Eine bleibende Atmosphäre würden die Kometen ebensowenig wie der Mond an sich fesseln können. Eine andere Schwierigkeit bieten die Gase der Kometen insofern, als sie leuchten, wenn sie in einer Entfernung von der Sonne sind, wo die Temperatur nicht wohl höher sein kann als auf dem heissesten Punkte des Mondes. Dies zeigt, dass wahrscheinlicherweise elektrische Vorgänge hier vor sich gehen. Dies kann durch die Theorie erklärt werden, wenn man annimmt, dass von der Sonne nach allen Seiten negativ geladene kleine Körper ausgestrahlt werden. Diese treffen den Kometen und bewirken da Entladungen, welche die Gase zum Glühen bringen. Die Gase sind von dem Kern absorbiert oder zu festem Zustande erstarrt, bis der Komet nahe genug zur Sonne kommt. In der kurzen Zeit der Sonnennähe verschwinden die Gase nicht gänzlich. Vielleicht sammeln auch die Kometen schwere Kohlenwasserstoffe bei ihrem Zuge durch den Weltraum auf. Auch andere Umstände, wie derjenige, dass das Kohlenwasserstoffspektrum

häufig verschwindet, sobald das Natriumspektrum erscheint, was mit den Erscheinungen bei Durchgang von elektrischen Entladungen durch Geisslersche Röhren Ähnlichkeit bietet, haben zur Annahme, dass das Leuchten durch elektrische Entladungen hervorgebracht wird, beigetragen.

Das grösste Rätsel haben die Schweife den Astronomen geboten. Häufig haben die Kometen mehrere Schweife, wie der prachtvolle Donatische Komet von 1858 (Fig. 63) oder die grossen Kometen von 1744 und 1861, die nicht weniger als sechs bezw. fünf ungefähr gleichmässig entwickelte Schweife besassen. Gewöhnlicherweise sind diese Schweife ver-



Fig. 63.

schieden stark gekrümmt. Sie sind für gewöhnlich von der Sonne abgewendet und ihre Krümmung so gerichtet, als ob sie Widerstand gegen die fortschreitende Bewegung in der Kometenbahn erlitten. Newton gründete darauf eine Methode, die Geschwindigkeit zu berechnen, mit welcher die Schweifmaterie von dem Kometen ausströmt. Es sei ab (Fig. 64) die Bahn des Kernes, welcher sich in c befindet, wenn ein Punkt des Schweifes in g steht. Die Verbindungslinie gS zur Sonne möge ab in k schneiden, dann hat, da die Schweifmaterie von der Sonne in Richtung der Sonnenstrahlen wegflieht, diese Materie den Weg kg beschrieben, während der Kometenkern das Bahnstück kc zurückgelegt

hat. Da die Geschwindigkeit des Kometenkerns leicht festzustellen ist, kann man auch diejenige der Schweifmaterie leicht berechnen. Olbers fand auf diese Weise für den Schweif des Kometen von 1811 eine mittlere Geschwindigkeit von etwa 90 km pro Sekunde. Olbers schloss aus der Form des Schweifes, dass die Materie desselben sowohl von dem Kometenkopf, als auch von der Sonne selbst abgestossen wurde. Es ist einfacher, aus der Grösse der abstossenden Kraft der Sonne, als aus derjenigen der Geschwindigkeit Schlüsse über diese eigentümliche Erscheinung zu ziehen. Kepler war der Ansicht, dass die Lichtmaterie, welche nach der damals herrschenden Emissionstheorie aus der Sonne ausströmt, gegen die Schweifteile stösst und auf diese Weise einen Druck auf dieselben ausübt. Diese Ansicht kommt der aus der Maxwellschen Lichttheorie folgenden, dass die Licht- (und Wärme-) Strahlung einen Druck auf die bestrahlten Körper ausübt, ganz nahe. Die Keplersche Ansicht wurde von Newton verlassen, welcher meinte, dass die Kometenschweife leichter sind als die umgebende Materie und deshalb einen von der Sonne weg gerichteten Auftrieb erleiden, ungefähr wie die Rauchsäule, welche aus einem Schornstein aufsteigt, weil sie leichter ist als die umgebende Luft. Nun hat man wohl bei mehreren Kometen, speciell beim Enckeschen, geglaubt, einen reibenden Widerstand gegen ihre Bahnbewegung wahrgenommen zu haben. Genauere Untersuchungen haben aber dargethan, dass dieser Widerstand von vorübergehender Natur und bisweilen sogar negativ gewesen ist, was mit der Natur der Reibung unvereinbar ist. Die grossen Kometen von 1843 und 1880 gingen so nahe an der Sonne vorbei, dass sie weniger entfernt von der Sonne waren als einen halben Sonnenradius und besassen dabei Geschwindigkeiten, die 570 bezw. 540 km pro Sek. erreichten. Obgleich nun eine die Sonne umgebende Atmosphäre in ihrer Nähe besonders dicht sein und der Widerstand enorm mit der Geschwindigkeit zunehmen muss, bemerkte man keine Störung dieser beiden Kometen in ihren Bahnen. Man wird dadurch zu dem Schlusse geführt, dass sich keine nennenswerte Menge Materie, welche einen Auftrieb der Ausströmungen aus dem Kometenkopf bewirken könnte, in der Umgebung der Sonne befindet. Die Ansicht von Newton wurde bald aufgegeben und man nahm an, dass die Wirkung der Sonne

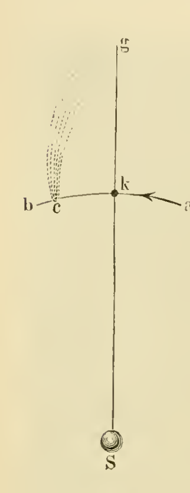


Fig. 64.

durch eine Ladung derselben, und wahrscheinlich eine solche negativer Elektricität bedingt sei.

Was die abstossende Kraft betrifft, so ist dieselbe nach den Messungen von Olbers und Bessel dem Quadrate der Entfernung des Schweifteilchens von der Sonne umgekehrt proportional, folgt also demselben Gesetze, wie die Sonnenstrahlung. Bessel fand für den Halleyschen Kometen von 1811, dass die Abstossung etwa 12 mal so gross war wie die entgegengesetzt gerichtete Anziehung der Sonne. Diese Zahl ist indes in verschiedenen Fällen verschieden. Bei sehr wenig gekrümmten Schweifen, wo die Abstossung relativ gross ist, kann sie das 17,5 fache der Schwerenwirkung erreichen. In einem Fall, für Komet 1893 II glaubte Hussey sogar auf eine abstossende Kraft gleich 247 mal der Schwere schliessen zu können. In anderen Fällen erreicht sie nur einen 1,33 mal so grossen Wert. Bredichin, der diese Verhältnisse genauer untersucht hat, glaubte, die verschiedenen Schweife in dieser Beziehung in drei bis vier verschiedene scharf getrennte Klassen einteilen zu können. Er vermutete, dass der Stoff, aus dem der Schweif besteht, um so leichter ist, je grösser die abstossende Kraft relativ zur Schwere ist. Es scheint indessen schwer, die Klassen von Bredichin streng voneinander zu trennen, vielmehr kommen Übergänge vor. Es ist dies auch nach der oben gegebenen Theorie ganz natürlich, da ja die abstossende Kraft (bei gleicher Entfernung von der Sonne) dem Durchmesser des Kometenstaubes und ihrem specifischen Gewicht umgekehrt proportional ist. Da nun wohl alle möglichen Durchmesser der Kondensationsprodukte aus den Ausströmungen des Kometenkopfes denkbar sind, je nach den äusseren Umständen, so können offenbar alle möglichen Grössenordnungen der abstossenden Kraft vorkommen. Damit stimmt auch die Beobachtung von Zöllner, dass diese Kraft bei demselben Schweif mit der Zeit wechseln kann. Dass die Lichtstärke der Kometen mit der Sonnenthätigkeit zunimmt, wie Berberich für den Enckeschen Kometen erwiesen hat, wird auch verständlich. Denn bei starker Sonnenthätigkeit ist die Anzahl der Nuclei, an welchen Kondensationen stattfinden können, in der Nähe der Sonne bedeutender, folglich werden die Schweife dichter und stärker leuchtend.

Die Kometenmaterie, welche sich im Kometenschweif kondensiert wird sich auf negativen Partikelchen in der Nähe der Kometen niederschlagen und nachher diese Partikelchen wegschleppen. Wenn demnach die Erde durch einen Kometenschweif durchgeht, wird dies nach dem

vorhin gesagten zu einer nordlichtähnlichen Lichtentwickelung Anlass geben, was auch in ähnlichen Fällen beobachtet worden ist.

Die Haube der Kometen kommt in der Weise zu stande, dass bei der starken Bestrahlung des Kometenkopfes in der Sonnennähe grosse Massen von flüssigem Kohlenwasserstoff verdampfen, welche beim Aufsteigen sich abkühlen und an Staubpartikelchen kondensieren. In der Nähe der Sonne befindet sich eine Masse solcher Staubpartikelchen, welche zu Kondensation Anlass geben. Die Verdampfung wird der Sonnenstrahlung ziemlich proportional, d. h. dem Quadrate der Sonnenentfernung umgekehrt proportional sein. Wenn nun die Menge von Staubpartikelchen in der Sonnennähe in demselben Verhältnisse zunähme, so würde die Haube, welche die Kondensationsstelle angiebt, immer gleich weit vom Kometenkopf verbleiben. Da aber der Sonnenstaub in der Nähe der Sonne viel schneller zunimmt als nach diesem Gesetz, so wird die Folge davon sein, dass die Haube in der Sonnennähe zusammenschrumpft (vgl. S. 156).

Die speichenförmigen Strahlen, welche vom Kometenkopf zur Haube hinauslaufen, sind als Wolkensäulen anzusehen (nach Zöllner). Bessel beobachtete bei einer solchen Bildung eine pendelartige Bewegung in der Bahnebene um den zur Sonne gehenden Leitstrahl, zu deren Erklärung er die Beteiligung von „polaren" Kräften annahm. Diese Bewegung hat Zöllner aus der Verdampfungstheorie zu erklären gesucht.

Eine Eigentümlichkeit der Kometen, welche von der Geringfügigkeit ihrer Masse und der grossen Excentricität ihrer Bahnen abhängt, ist ihre Unbeständigkeit. Teils verlieren die Kometen in der Nähe der Sonne die Materie, welche zur Schweifbildung dient und welche ins Unendliche weggestossen wird. Diese Verluste glaubt man in einigen Fällen konstatiert zu haben, indem bei einigen periodischen Kometen die Schweifgrösse abgenommen hat. Teils auch wird der Kern kolossale Temperaturveränderungen erleiden. Da ihre grösste Entfernung von der Sonne häufig ausserordentlich gross ist und in den meisten Fällen 4—5 Erdbahnradien übersteigt, sinkt ihre Temperatur zufolge der geringen Wärmestrahlung der Sonne auf etwa —150°, oder wenn nur eine Seite der Sonne zugekehrt wird, erreicht sie auf den heissesten Stellen derselben etwa — 100° C. In ihrer geringsten Entfernung stehen sie der Sonne ausserordentlich viel näher, sagen wir viermal, was eine relativ niedrige Ziffer darstellt. Die absolute Temperatur steigt dann plötzlich auf einen viel höheren, im vorliegenden Falle den doppelten Betrag (um 120° bis 170°). Da diese Temperaturänderungen re-

lativ häufig bei den periodischen Kometen vorkommen, kann man sich leicht vorstellen, dass sie zerbersten können. Noch mehr ist dies der Fall mit den grossen Kometen, welche, wie diejenigen von 1843 und 1880, aus praktisch genommen unendlicher Entfernung kommen, um in der Sonnennähe so stark erhitzt zu werden, dass sie Natrium- und Eisenlinien zeigen. Durch den ausserordentlich lockeren Zusammenhang der Kometen- und Meteoritenmaterie wird der Zerfall noch erleichtert (vgl. S. 157). Zufolge der geringen Masse üben die Kometenteile keine nennenswerte Anziehung aufeinander aus, sondern sie bleiben getrennt. Eine ausserordentlich geringe Kraft, welche bei der Zersetzung wirkt, genügt, um den Teilen merklich verschiedene Bahnen mit recht stark verschiedener Umlaufszeit zu geben. Aus dem einen Kometen sind in dieser Weise zwei oder mehrere entstanden. Solche Teilungen hat man in einigen Fällen beobachtet, wie beim Bielaschen Kometen 1845 und beim grossen Kometen vom September 1882. Die gegenseitige Entfernung der beiden Teile des Bielaschen Kometen, welche 1845 etwa 300000 km betrug, war im Jahr 1852 zu 2500000 km gestiegen. In dieser Weise erklärt es sich, dass mehrere Kometen nahezu in derselben Bahn wandern, sie sind vermutlich Teile von einem einzigen Himmelskörper. In eben derselben Weise sind nach Schiaparelli die Schwärme von Sternschnuppen zu erklären. So z. B. ist ein Sternschnuppenschwarm an Stelle des seit 1852 verschwundenen Bielaschen Kometen, der eine Umlaufszeit von 6,6 Jahren besass, getreten. Diese Sternschnuppen fallen am Ende November (27.) und haben eine stärkere Intensität alle dreizehn Jahre, wenn die Erde und der Komet wieder nahezu dieselbe Stelle im Weltraum einnehmen. Solche Sternschnuppenregen traten auch 1872 und 1885 mit grosser Pünktlichkeit ein. Sie blieben aber am 27. Nov. 1898 beinahe gänzlich aus. Diese Sternschnuppen werden auch Andromediden genannt, weil sie von dem Sternbilde Andromeda auszugehen scheinen.

Die Bahnen der verschiedenen Sternschnuppen, welche demselben Kometen entstammen, sind untereinander sehr nahe parallel. Infolgedessen scheinen diese Bahnen aus perspektivischen Gründen einander in einem Punkte auf dem Himmelsgewölbe zu schneiden. Gegen diesen Punkt, der Radiationspunkt genannt wird, zielt die Tangente der Kometenbahn im Punkte, wo sie die Erdbahn schneidet, hin, wie leicht einzusehen ist. Da dieser Punkt in den meisten Fällen weit von der Ekliptik entfernt ist, ersieht man, dass die Neigung der betreffenden Kometenbahnen gegen die Ekliptik sehr beträchtlich ist.

Die wichtigsten Sternschnuppen gehören den Gruppen der Perseiden

und der Leoniden an. Sie werden so genannt, weil ihre Radiationspunkte in den Sternbildern des Perseus und des Löwen (Leo) liegen. Diese beiden Sternschnuppenschwärme bewegen sich in retrograder Richtung um die Sonne. Die Bahn der Perseiden liegt der Erde um den 10. August — dem Tage des heiligen Laurentius, weshalb diese Sternschnuppen Thränen des heiligen Laurentius genannt werden — am nächsten. Schiaparelli wies nach, dass dieser Schwarm dieselbe Bahn besitzt wie der von Tuttle entdeckte Komet 1862 III. Ebenso kommt die Bahn der Leoniden, welche mit derjenigen des Kometen 1866 I (Tempels Komet) übereinstimmt, der Erde etwa am 13. November am nächsten. Die Umlaufszeiten sind in den beiden Fällen etwa 123 und 33 Jahre. Bei den Perseiden hat man keine besonders auffälligen Sternschnuppenfälle in bestimmten Jahren wahrgenommen; es scheint denn, dass der entsprechende Komet sich so stark aufgelöst hat, dass er einen einigermaassen gleichmässigen Ring von Staub gebildet hat. Bei den Leoniden muss dagegen eine starke Anhäufung von Materie noch an einer Stelle des Schwarmes vorhanden sein, nachdem die Sternschnuppen von diesem Schwarme alle 33 Jahre viel stärker entwickelt sind wie gewöhnlich. So beobachtete Humboldt einen ausserordentlich kräftigen Fall von Sternschnuppen im November 1799. Es wurde ihm erzählt, dass man einen ähnlichen Fall im Jahre 1766 beobachtet hatte. In den Jahren 1832 und 1833 wiederholte sich die Erscheinung, ebenso wie im Jahre 1866, alle beide Male sehr glänzend. Eigentümlicherweise war der Sternschnuppenfall der Leoniden am 12.—16. November 1899 sehr schwach. In York Factory, westlich von Hudsons Bay, sollen jedoch starke Sternschnuppenfälle am 15.—17. November 1899 beobachtet worden sein.

Dieses unvermutete Ausbleiben der glänzenden Sternschnuppenregen der Bieliden und der Leoniden ist ein neuer Beweis für die grosse Instabilität im Reiche der Kometen. Wahrscheinlicherweise sind die Meteorschwärme in der Zwischenzeit seit der letzten glänzenden Entfaltung nahe an einen Planeten gekommen und haben dadurch Störungen in ihren Bahnbewegungen gelitten. In derselben Weise ist vermutlich der Komet von Brorsen, welcher im Jahre 1846 entdeckt wurde, wieder aus dem Sonnensystem entfernt worden, da er vergeblich in den Jahren 1884 und 1890, als er sehr günstig stehen sollte, gesucht worden ist. Sicher trifft dies für den Lexellschen Kometen zu, welcher im Jahre 1770 entdeckt wurde und wahrscheinlicherweise zufolge der Einwirkung Jupiters im Jahre 1767 dem Sonnensysteme

einverleibt wurde. Die Umlaufszeit betrug 5 ½ Jahre und er sollte demnach in den Jahren 1775 und 1781 zurückkehren. Die Stellung von 1786 war für die Entdeckung des Kometen sehr günstig, trotzdem wurde er aber weder damals noch später wiedergefunden. Man hat berechnet dass er im Jahre 1779 dem Jupiter sehr nahe kam und dann auf solche Weise beeinflusst wurde, dass er aus dem Sonnensystem hinausgeworfen wurde.

Von den periodischen Kometen giebt es eigentlich nur einen einzelnen, den Halleyschen, welcher besonders auffällig und lichtstark ist. Sonst sind alle grossen Kometen, welche so viel Aufsehen erregt haben, nicht mit Sicherheit mehr als einmal im Sonnensystem beobachtet. Der Halleysche Komet bewegt sich in retrograder Richtung, d. h. in umgekehrter Richtung wie die Planeten um die Sonne, während die anderen sechzehn periodischen Kometen sich wie die Planeten verhalten. Seine grösste Entfernung von der Sonne ist 35,4 Erdbahnradien, während die geringste etwa 0,5 solche Radien beträgt. Die Umlaufszeit ist 76,3 Jahre. Seine Bahn wurde von Halley nach den kurz vorher von Newton gegebenen Prinzipien der Schwerkraft berechnet, und es war danach höchst wahrscheinlich, dass er, welcher damals zum letztenmal 1682 erschien, mit den grossen Kometen von 1607 und 1531 identisch war. Man hat sogar sein Auftreten zurück bis zum Jahr 14 v. Chr. verfolgt. Das nächste Mal erschien er in den Jahren 1759 und 1835. Es wird erwartet, dass er sein Perihel das nächste Mal am 17. Mai 1910 durchläuft. Sein Schweif besitzt eine Länge von etwa 20°.

Ungefähr ebenso lange Umlaufszeit wie der Halleysche besitzen zwei andere periodische Kometen, darauf folgt einer mit etwa 14-jähriger Umlaufszeit, und zuletzt kommen dreizehn, welche zur Familie des Jupiter gehören und Perioden von 7,6 bis 3,3 Jahren besitzen. Unter diesen sind auch die oben genannten Kometen von Biela und Brorsen mitgezählt. Die kleinste Umlaufszeit besitzt der Enckesche Komet, nämlich 3,3 Jahre. Die grossen nur einmal beobachteten Kometen haben auch häufig so genau bestimmte Bahnen, dass man ihre Umlaufszeiten ziemlich genau bestimmen kann. Sie erreicht mitunter sehr beträchtliche Werte, z. B. für die Kometen von 1881 und 1882 etwa 3000 Jahre.

Die Sternschnuppen kommen gar nicht so selten vor, wie man glauben könnte. Ein Beobachter nimmt etwa 10 Sternschnuppen in der Stunde auf dem von ihm überblickbaren Teil des Himmels wahr. Da dieser Teil ungefähr ein Viertel des Himmelsgewölbes ausmacht, so könnten von einem Beobachtungsorte pro Stunde 40 Sternschnuppen beob-

achtet werden. Man hat daraus berechnet, dass innerhalb eines Tages etwa 10 Millionen Sternschnuppen auf die Erde niederfallen. Bei den grossen Sternschnuppenregen kann die Häufigkeit nach einigen Schätzungen 1000 mal, nach anderen 10000 mal grösser sein. Nimmt man ein Gewicht von 5 g für jede Sternschnuppe an, so würde die Erde jährlich um 20 Millionen Kilogramm an Gewicht (etwa 3.10^{17} mal weniger als das Gewicht der Erde) zunehmen.

Die grösste Häufigkeit der Sternschnuppen trifft in den Morgenstunden (3—4 Uhr V. M.) ein, und sie ist dann, nach Schmidt in Athen, etwa 2,5 mal grösser als zwischen 8—9 Uhr N. M. Wenn das Tageslicht nicht die Beobachtungen störte, so würde wahrscheinlicherweise das Minimum um 6^h abends, das Maximum um 6^h früh eintreffen. Man erklärt dies so, dass der Punkt (Fig. 65), wo die Uhr 6^h früh zeigt, an der Vorderseite der Erde in ihrer Bewegung im Weltraum (mit 30 km pr. Sek.) liegt, während der Punkt, wo die Zeit 6^h N. M. ist, an der Hinterseite liegt. Infolgedessen erreichen in der letzteren Lage nur diejenigen Meteoren die Erde, welche eine grössere Geschwindigkeit in der Richtung der Erdbahn als 30 km pr. Sek. besitzen. An der Morgenseite trifft die Erde nicht nur alle Meteore, welche in entgegengesetzter Richtung wie die Erde, sich im Raum bewegen, sondern auch diejenigen welche in derselben Richtung wie die Erde hinstreben, deren Geschwindigkeit aber nicht 30 km pr. Sek. erreicht. Ebenso ist (auf der nördlichen Hemisphäre) die Häufigkeit der Sternschnuppen (auch abgesehen von den grossen ausserordentlich reichen Sternschnuppenschwärmen) bedeutender im zweiten Halbjahr als im ersten. Dies wird so erklärt, dass der vorderste Punkt in der Erdbewegung, im ersten Halbjahr (21. Dezember bis 21. Juni) auf der südlichen, im zweiten Halbjahr dagegen auf der nördlichen Halbkugel liegt.

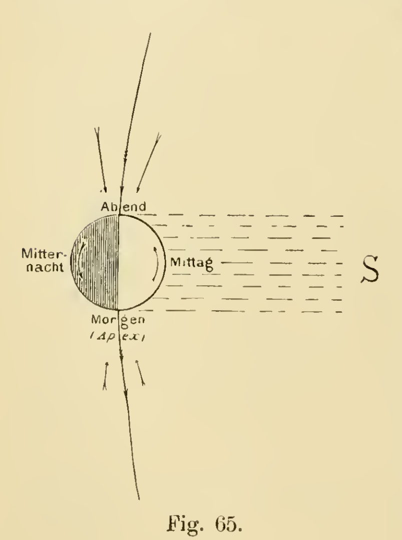


Fig. 65.

Von den Sternschnuppen zu den Meteoriten oder Feuerkugeln (Boliden) ist der Übergang kontinuierlich. So z. B. wurde die grosse Feuerkugel vom 12. März 1899 um $9^h, 47^m$ abends in Riga als Sternschnuppe beobachtet,

in kurzer Zeit nahm ihre Lichtintensität kolossal zu, sodass die Gegenstände scharfe Schatten warfen und diese Lichtentfaltung fand über grosse Strecken von Schweden, Finnland und den Ostseeprovinzen statt, bis die Feuerkugel in der Nähe der finnländischen Stadt Borgo aufs Eis des finnischen Meerbusens niederfiel und in dasselbe ein Loch von 9 m Durchmesser schlug. Danach fiel sie auf den lockeren Meerboden, wo sie sich ziemlich tief im Schlamm vergrub. Nachher hat man grosse Stücke aufgenommen. Dieser grösste Meteorit (325 kg), den man bisher fallen sah, war ein sogenannter Steinmeteorit, dessen hauptsächliche Bestandteile nichtmetallisch sind. Die gewöhnlichsten Mineralien darin sind Olivin, Bronzit, Troilit, Chromeisen und Nickeleisen (in Körnern) und glasartige Massen. Zu eben derselben Gattung gehörte die Feuerkugel, welche am 10. Februar 1896 über Madrid unter einer gewaltigen Detonation niederging, aus deren Zeitdifferenz, 1,5 Min. von der Explosionszeit, die Höhe, auf welcher die Explosion stattfand, zu 30 km bestimmt wurde. Die Meteoren können alle möglichen Grössen besitzen bis zu dem kleinsten Hagel oder Staub. Nur werden diese kleinen Körner ausschliesslich bei sehr günstigen äusseren Umständen entdeckt. Ein solcher Fall trat in Hessle in Schweden am Neujahrstag 1869 ein, als unter starkem Knall eine Menge von grösseren und kleineren Steinen bis zu 0,06 g Gewicht und Staub aufs Eis des Mälarsee niederfielen. Es ist natürlich anzunehmen, dass unter Umständen die Meteore sich in Staub verwandeln, bevor sie die Erdoberfläche erreichen, was wahrscheinlicherweise für die meisten Sternschnuppen zutrifft. Unter solchen Umständen fällt ein sogenannter „kosmischer Staub“. Dass derselbe kosmischen Ursprungs ist und nicht von vulkanischen Ausbrüchen oder anderen terrestren Quellen abstammt, muss mit Hilfe der chemischen Analyse nachgewiesen werden. Bisweilen soll Salz vom Himmel gefallen sein. Die Feuerkugeln hinterlassen häufig am Himmel eine erst glühende, dann wolkenartige Spur (am Tage eine Staubwolke), welche lange Zeit (bis Stunden) am Himmel sichtbar bleibt. Diese Spur besteht ohne Zweifel aus Massen von glühendem kosmischen Staub. Eine solche Erscheinung auf 35 km Höhe ist in Fig. 66 nach einer Zeichnung von Nordenskiöld wiedergegeben.

Während man unter 400 Steinmeteoriten 260 fallen sah, so trifft dies für nur 9 unter den etwa 100 bekannten Eisenmeteoriten zu. Dieselben bestehen aus Eisen als Hauptmasse mit einem starken Gehalt an Nickel und bisweilen etwas Kobalt; dagegen kommt nie Mangan in denselben vor, im Gegensatz zum Eisen irdischem Ursprungs. (Von

dieser Regel machen jedoch die Eisenfunde aus Ovifak auf der Discoinsel bei Grönland, welche von Nordenskiöld nach Schweden gebracht wurden, eine Ausnahme. Sie enthalten nämlich Nickel und Kobalt, aber nicht Mangan, trotzdem sie für terrestren Ursprungs erachtet werden.) Das Eigentümliche für die Meteoreisen ist das Auftreten von



Fig. 66. Spur eines in der Nähe von Upsala, Schweden, am 29. April 1877 8^h 37^m N. M. beobachteten Boliden nach A. E. Nordenskiöld. Dauer des Leuchtens 25 Minuten.

sogenannten Widmanstättenschen Figuren, welche bei Anätzen (mit verdünnter Salpetersäure) einer plangeschliffenen Fläche des Eisens in Form von drei 60° untereinander bildenden Liniensystemen hervortreten (vgl. Fig. 67). Auch für einige Legierungen von Eisen und Nickel sind diese Figuren charakteristisch.

In den Meteorsteinen hat man bisher folgende Grundstoffe aufge-

funden: Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff, Kohlenstoff, Silicium, Schwefel, Phosphor, Chlor, Brom, Lithium, Natrium, Kalium, Rubidium, Calcium, Strontium, Baryum, Blei, Magnesium, Silber, Kupfer, Aluminium, Gallium, Mangan, Eisen, Nickel, Kobalt, Chrom, Platin, Iridium, Titan, Arsen, Zinn, Argon und Helium. Eigentümlich ist das Fehlen von Zink und von den Elementen mit hohem Atomgewicht, z. B. Quecksilber, Antimon und Wismut, wie in der Sonne. Lockyer hat Steinmeteoriten im Lichtbogen geglüht und ein Spektrum gefunden, das mit demjenigen der Sonne ausserordentlich grosse Ähnlichkeit bietet. Die Sternschnuppen und Meteore werden durch den Reibungswiderstand gegen die Luft glühend; erst besitzen sie eine Geschwindigkeit kosmischer Ordnung (30—100 km pr. Sek.), später werden sie zufolge des Luftwiderstandes gehemmt und erhalten eine mässige Geschwindigkeit, wie ein fallender Körper. Je geringer die Eintrittsgeschwindigkeit in die Atmosphäre, desto früher werden im allgemeinen die Meteore gehemmt und desto geringer ist die Detonation. Die Sternschnuppen glühen auf in 200 bis 110 km Höhe und erlöschen auf einer Höhe von 100 bis 90 km. Für die Perseiden sind die mittleren Höhen des Aufleuchtens 114 und des Erlöschens 89 km, für die Leoniden sind sie 151, bezw. 97 km. Bisweilen sind Meteoren beobachtet, die auf 300 bis 400 km Höhe zu glühen anfingen (nach Schiaparelli und Liais). Die Meteoriten sind in dieser Beziehung sehr verschieden. Was an diesen Körpern am meisten interessiert, ist die Frage, ob sie dem Sonnensystem angehören oder nicht, oder was auf dasselbe auskommt, ob ihre Geschwindigkeit (relativ zum Sonnencentrum) bei Ankunft auf der Erde unter oder über 43,2 km pr. Sek. liegt (vgl. S. 177). Es hat sich gezeigt, dass die meisten Feuerkugeln Fremde im Sonnensystem sind, während die Sternschnuppenschwärme als seit einiger Zeit dazu ange-



Fig. 67. Widmannstättensche Ätzfiguren.

hörig zu betrachten sind. Es giebt nun auch bei grossen Sternschnuppenregen Feuerkugeln, welche offenbar als grössere Sternschnuppen anzusehen sind. Eine solche Feuerkugel, welche als ein Eisenklumpen von 4,1 kg aufgefunden wurde, fiel am 27. November 1885 in Mazapil, Mexiko. Dieses Meteoreisen stammt von einem bekannten Himmelskörper, dem Kometen von Biela. Gleichzeitig beobachtete der Direktor der Sternwarte Zacatecas, Bouilla, das Spektrum der Sternschnuppen und glaubte darin Linien mit solchen von Eisen, Nickel, Kohlenstoff, Magnesium und Natrium identifizieren zu können. Das Spektrum einer Feuerkugel ist in Arequipa (von Pickering am 18. Juni 1897) beobachtet worden. Er fand darin vier Wasserstofflinien (H_β H_γ H_δ und H_ε) und zwei andere Linien 419,5 bezw. 463,6 $\mu\mu$, die er nicht indentifizieren konnte. Vermutlich gehört der glühende Wasserstoff eigentlich der Atmosphäre der Erde an (aus Wasserdampf). Eine andere Feuerkugel vom 27. November 1897, wahrscheinlicherweise eine Bielide, fing seine Bahn auf 90 km Höhe über Kent an und explodierte auf 22 km Höhe über St. Omer; er bewegte sich dabei mit einer Geschwindigkeit von 31 km pr. Sek. Natürlicherweise kann man in solch einem Falle nicht sicher sein, dass die Anfangsgeschwindigkeit nicht bedeutend die beobachtete Geschwindigkeit, welche für eine relativ tiefe Lage gilt, übertroffen hat und vielleicht grösser war als 43,2 km.

Als Beispiel von Feuerkugeln mit Geschwindigkeiten von über 43,2 km pr. Sek. möge eine, die am 20. November 1898 in Niederösterreich beobachtet wurde, erwähnt werden. Sie blitzte auf in 123 km Höhe, ihr Explosionspunkt lag in 44 km Höhe und ihre grösste beobachtete Geschwindigkeit war 61 km. Sie war sichtbar vom Riesengebirge bis Görz. Am 16. Januar 1895 wurden in Brünn und Wien drei Feuerkugeln beobachtet, von welchen eine die heliozentrische Geschwindigkeit von 54 km pr. Sek. besass, eine andere, die zwei Minuten später erschien, hatte eine Geschwindigkeit von nur 30,7 km pr. Sek. Die drei Meteore waren nicht zusammengehörig. Am 25. Januar 1895 traf in derselben Gegend ein Meteorfall ein, bei welchem die heliozentrische Geschwindigkeit zu 56 km pr. Sek. berechnet wurde (von v. Niessl).

Da das Sonnensystem sich gegen einen Punkt im Sternbild Herkules hinbewegt, sollte man vermuten, dass mehr Feuerkugeln von dieser Seite auf die Erde hinstürzen als von der entgegengesetzten, da die Feuerkugeln grösstenteils nicht unserem Sonnensystem angehören. Die Berechnung zeigt nach v. Niessl, dass die Erwartung zutrifft, aber der Unterschied zwischen den beiden Seiten ist höchst gering.

Die grossen Feuerkugeln bewegen sich nur in dem ersten Teil ihrer Bahn mit kosmischer Geschwindigkeit. Schon in dem Punkte, wo sie aufleuchten — vordem kann man sie nicht beobachten — müssen sie einen Teil ihrer Anfangsgeschwindigkeit eingebüsst haben. Sie kommen dann in immer dichtere Luftschichten herein, wodurch die Reibung vermehrt wird, sodass sie mit immer heftigerem Glanz glühen. Durch die ungleichmässige Erwärmung, welche nicht Zeit hat, in die Tiefe des Meteorinnern einzudringen, entstehen Spannungen und zuletzt birst die Feuerkugel unter explosionsartigem Getöse und Lichtentfaltung. Von diesem Punkte ab, welcher Hemmpunkt genannt wird und in einer Höhe von 3 bis 47 (im Mittel etwa 20) km liegt, ist die Geschwindigkeit der herabfallenden Bruchstücke stark reduciert und nicht viel grösser als diejenige von irdischen Projektilen. Am meisten wird die Geschwindigkeit der kleinsten Stücke beeinträchtigt. Infolgedessen entsteht ein sogenanntes Streufeld, in welchem die grösseren Stücke an der Vorderseite, die kleineren an der Hinterseite, gerechnet nach der Richtung der Feuerkugel, hinunterfallen. So z. B. hatte das Streufeld des Meteorfalles vom 1. Jan. 1869 bei Hessle in Schweden, wobei etwa 500 Steine im Gewicht zwischen 0,06 und 1800 g aufgefunden, eine Länge in nordnordwestlicher Richtung von 16 km und eine Breite von 5 km. Das grösste Stück wurde am weitesten nach NNW aufgefunden, die kleinsten Stücke, unter 1 g, am weitesten nach SSO auf dem Eise des Mälarsees. Das Gesamtgewicht der herabgefallenen Masse wurde zu etwa 50 kg geschätzt, wovon 25 aufgefunden wurden. Etwas ausgedehnter war das Streufeld des Meteorfalles am 30. Januar 1868 zu Pultusk. Die Flugrichtung des Meteores war von WSW nach ONO gerichtet, die Streufläche hatte aber ihre grösste Ausdehnung, 17 km, in der Richtung SSW nach NNO. Diese Abweichung von 45° zwischen den beiden Richtungen wird dem beim Hinunterfallen vorherrschenden heftigen Nordwestwind zugeschrieben. Die Breite war 6 km und etwa 100000 Steine von unter 0,1 g bis 9 kg fielen dabei. Das grösste Streufeld besass der Meteorfall von Mócs bei Klausenburg in Siebenbürgen am 3. Febr. 1882. Dasselbe erstreckte sich in der Flugrichtung des Meteoriten von NW nach SO in einer Länge von 25 km mit einer Breite von 7,5 km. Mehr als 100000 Steine sollen dabei gefallen sein. Das grösste Stück wog 35 kg und das Gesamtgewicht der gefallenen Masse wird auf 400—500 kg geschätzt.

Zufolge der Erwärmung der Oberfläche der Meteorsteine überziehen sie sich mit einer schwarzen Schmelzkruste und kleine Bruchstücke mit

muschelförmigem Bruch bersten aus (vgl. Fig. 68). Dieselben kommen bisweilen ausschliesslich auf einer Seite des Steines vor (der Stirnseite), wenn aber, wie in den meisten Fällen, der Meteor sich beim Fallen gedreht hat, bedecken sie den ganzen Stein. Eine solche Struktur, die den Meteoriten eigentümlich ist, kommt in geringerem Grade Steinen zu (Wüstensteinen), aus welchen durch heftige Sonnenstrahlung Bruchstücke herausbersten. An Bruchflächen, die ganz nahe an der Erdoberfläche gebildet sind, kann die ganze Schmelzkruste fehlen. Man soll sogar an solchen frischen Bruchflächen bisweilen eine so niedrige Temperatur wahrgenommen haben, dass sie bei Berührung ein

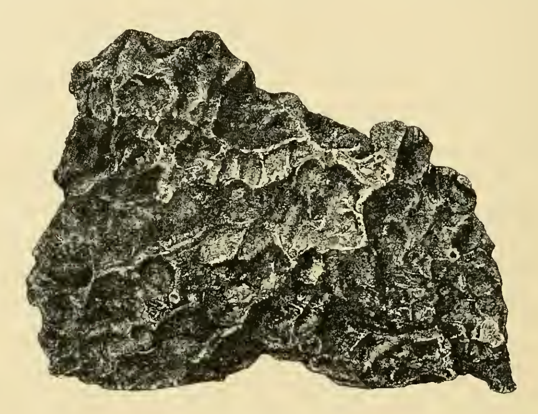


Fig. 68.

heftiges Schmerzgefühl von Kälte erweckten (Dhurmsala in Ostindien am 14. Juli 1860).

Nach einer statistischen Untersuchung von Högbom sind von acht Howarditen (eine seltene stark *Ca*- und *Al*-haltige Art der Meteorite) mit bekannter Fallzeit drei am 2.—7. August, drei am 5.—12. Dezember und zwei an anderen Zeiten gefallen, was darauf hindeutet, dass sie wenigen bestimmten Himmelskörpern entstammen. Ähnliches gilt auch für andere Gruppen der Meteorite, wie beispielsweise für die Euchrite, von welchen zwei am 13.—15. Juni gefallen sind. Nur drei Euchrite haben bekannte Fallzeit. Dies erinnert stark an die zu regelmässigen Zeiten zurückkehrenden Sternschnuppenschwärme.

Es mag nochmals hervorgehoben werden, dass die Meteorite, welche ohne Zweifel von den entferntesten Weltgegenden abstammen, doch viele Ähnlichkeit besitzen mit den uns bekannten mineralischen Körpern, indem sie aus denselben Bestandteilen aufgebaut sind,

welche auch auf der Erde vorkommen. Besonders scheint die Beobachtung über ihre Identität in Bezug auf Zusammensetzung mit dem Erdinnern, so weit dies durch vulkanische Auswürfe bekannt ist und mit der Sonnenhülle bemerkenswert. Vermutlich sind die Steinmeteorite, d. h. die überwiegende Mehrzahl der Meteorite, aus den Staubmassen aufgebaut, welche durch Strahlung der Sonne und ähnlicher Himmelskörper aus der Sonne selbst und aus den Kometen in den Raum hinausgetrieben werden (vgl. S. 157).

Moldavite. Nach den eingehenden Untersuchungen von Franz Suess sind die eigentümlichen Glaskörper, welche man in Böhmen, bei Budweis, und in Mähren, bei Trebitsch, in Schotterlagern von der Spättertiärzeit (Miozän) in recht grosser Menge auffindet, und welche den Namen Moldavite erhalten haben, zu den Meteoriten zu zählen. Dieselben wurden früher für vulkanische Auswürflinge oder für Überreste einer uralten Glasindustrie gehalten. Gegen die erste Hypothese streitet die Thatsache, dass seit der Tertiärzeit keine Vulkane noch vulkanische Gesteine jüngeren Alters in der Nähe vorkommen. Durch die Luft können sie wegen ihrer Grösse (ihre Dimensionen erreichen mehrere Centimeter) mit den Winden nicht weit geschleppt sein; ebensowenig deutet ihr Vorkommen und Aussehen — sie sind nicht abgerollt — auf eine weite Verschleppung durch Wasser. Ausserdem enthalten sie kein Wasser, wie Gläser vulkanischen Ursprungs. Alte künstliche Gläser können sie auch nicht sein, da sie erst mit Hilfe von Siemensschen Regenerativöfen (1400° C.) geschmolzen werden können.

Ähnliche Glaskörper findet man in Ostindien (besonders auf der Insel Billiton) und über ganz Südaustralien in solcher Lage, dass sie nicht ohne Schwierigkeiten als irdische Produkte erklärt werden können.

Man hat sie deshalb für Aërolithe der Tertiärzeit angesehen. Ihre Oberfläche zeigt deutliche Spuren von Schmelzung und ähnliche muschelförmige Eindrücke, wie die Meteorite. Wegen ihrer relativ leichten Schmelzbarkeit kommen häufig tiefere Rillen und Furchen auf Moldaviten vor, welche auf den Luftwiderstand deuten. Ähnliche Bildungen hat Suess auf Kolophoniumkugeln, gegen welche ein 300° C. heisser starker Luftstrom getrieben wurde, hervorgerufen.

Es kann dann sonderbar erscheinen, dass die Meteorite aus der neueren Zeit ganz anderes Aussehen haben. Dagegen ist zu bemerken, dass gewöhnliche Steinmeteorite wegen ihrer tuffartigen Struktur schnell

verwittern, sodass sie sich kaum vom Tertiär hätten erhalten können. Gewöhnliche Meteorite enthalten auch Glassubstanz (vgl. S. 210). Es ist denn nicht undenkbar, dass hin und wieder ein grösserer Meteorit, wie einige Kometen (vgl. S. 206) so nahe an die Sonne gekommen wäre, dass er zu einem grossen Klumpen schmolz. Dann hätte er in die Erdatmosphäre hineinkommen können, wonach er zufolge der plötzlichen Erwärmung der Oberfläche zerbersten und zu einem Regen von Moldaviten Anlass geben müsste. Bemerkenswert ist, dass einige Moldavite, wie Bologneser Tropfen, explodieren, wenn ihre Oberfläche verletzt wird, was auf eine plötzliche Abkühlung (Abschreckung in Wasser?) hindeutet.

V. Kosmogonie.

Wir haben im vorhin Gesagten mehrere Fälle gefunden, bei welchen die Himmelskörper mit der Zeit grosse Änderungen erlitten haben, vor allem zeigte sich dieser Fall mit den neuen Sternen und den Kometen. Dagegen zeichnet sich unser Planetensystem durch eine sehr grosse Beständigkeit aus, welche zum grössten Teil darauf gegründet ist, dass die demselben angehörigen Himmelskörper sich in nahezu kreisförmigen Bahnen um den Centralkörper bewegen, sodass ihre Entfernungen untereinander sehr gross bleiben und sie keine beträchtlichen Störungen aufeinander ausüben. Diejenigen Körper, welche wegen ihrer Nähe solche grössere Störungen in dem Sonnensystem hervorrufen könnten, die Kometen, besitzen nach den bisher gemachten Erfahrungen eine so unerhört geringe Masse, dass der Einfluss derselben gänzlich vernachlässigt werden kann.

Man könnte wohl deshalb der Meinung zuneigen, dass die Himmelskörper in unserem Planetensystem immer in denselben Bedingungen wie jetzt geblieben wären und bleiben würden, wenn nicht im neunzehnten Jahrhundert das Studium der Wärmeerscheinungen zu dem Schluss geführt hätte, dass Wärme oder überhaupt Energie etwas ebenso Bestehendes (Substantielles) sei, wie die Materie. Wenn nun die Stabilität der Massen unseres Sonnensystems in ihren Bahnen nicht gefährdet zu sein scheint, so findet genau das Gegenteil für die Energiemengen des Sonnensystems statt, indem die Sonne ungeheure Wärmemengen zum Weltraum hinaus verschleudert, wovon nur ein höchst minimaler Teil (etwa $5 . 10^{-9}$) den anderen Himmelskörpern des Systems zu gute kommt. In der That ist dies absolut nötig für die Existenz von organischem Leben auf unserer Erde; denn wenn die Sonnenwärme nicht ins Unendliche wegfliessen würde, sondern ausschliesslich zur Erwärmung der Planeten gebraucht werden würde, so müssten dieselben sehr bald

dieselbe Temperatur wie die Sonne (Photosphäre) annehmen. Die Planeten würden nämlich dann notwendigerweise einen ebenso geringen Bruchteil ihrer Wärmestrahlung wie die Sonne zum Weltall verlieren, und nur mit der Sonne und miteinander in Wärmeaustausch stehen. Ein solcher Zustand könnte nur zum Ausgleich der Temperaturunterschiede im Sonnensystem führen, und da die Sonne an Masse die Planeten und ihre Monde enorm überwiegt, so würde bald die mittlere Temperatur nicht merklich von derjenigen der Sonne abweichen. Es wäre demnach für uns gar nicht glücklich, wie Einige sich vorstellten, wenn es in der Natur so angeordnet wäre, dass unsere Sonne nur den Planeten ihren Energieüberfluss zuwendete.

Um nun verstehen zu können, wie die Sonne ihre Wärmeverluste deckt, ist man konsequenterweise dazu geführt worden, dass sie sich zusammengezogen hat und noch zusammenzieht, obgleich dies in der kurzen Zeit, in welcher genaue Messungen ausgeführt wurden, nicht zu beobachten gewesen ist (vgl. S. 159). Die Sonne muss demnach früher einen grösseren Raum als jetzt eingenommen haben, und wenn man lange genug in der Zeit zurückgeht, wird die Materie der Sonne sich vielleicht über das ganze Planetensystem ausgedehnt und nicht grössere Dichte besessen haben, wie die Nebelflecke, welche wir jetzt auf dem Himmelsgewölbe beobachten.

Schon viel früher, als es Zeit war, um ähnliche Betrachtungen über die Wärmeverluste des Sonnensystems anzustellen, ist man zu ähnlichen Schlüssen gelangt. Swedenborg dachte sich den Urzustand des Sonnensystems als ein Chaos von nebeliger Materie, welches allmählich durch Kräfte, die den elektrischen und magnetischen analog wären, geordnet wurde, bis es zuletzt die jetzige Anordnung annahm. Kant wies darauf hin, dass sich die seiner Zeit gekannten sechs Planeten und neun Monde alle in Kreisen bewegen, die nahezu in derselben Ebene wie der Sonnenäquator liegen, und ausserdem dieselbe Bewegungsrichtung haben wie die Drehung der Sonne. Dies kann nicht gern Folge eines Zufalls sein, sondern es muss für diese Erscheinungen eine gemeinsame Ursache gegeben haben. Er stellte sich infolgedessen den Anfangszustand des Sonnensystems so vor, dass die Materie, welche jetzt in der Sonne, den Planeten, ihren Monden und den Kometen sich vorfindet, einst in feinster Verteilung in einer Art von labilem Gleichgewicht gestanden hat, „sodass innere Anziehungskräfte leicht eine Störung hervorbringen und einzelne dichtere Klumpen bilden konnten, auf welche sich dann die benachbarten Teilchen zubewegen mussten". Die

hauptsächlich wirkende Kraft war die Newtonsche Gravitation, Kant nahm aber auch eine eigentümliche Art von Zurückstossungskräften an, welche die anfangs ganz gleichförmige geradlinige Bewegung der Einzelteilchen in kreisförmige verwandelt hätte. Diese letzte Annahme ist mit den Prinzipien der Mechanik unvereinbar.

Bald nach dieser Zeit fand die grosse Durchmusterungsarbeit von Herschel statt, durch welche er eine grosse Menge von Nebelflecken und Sternhaufen entdeckte und klassifizierte. Durch diese Beobachtungen von verschiedenen Nebelflecken wurde er zu der Ansicht geführt, dass einige, welche ein sehr schwaches, verschwommenes Licht zeigen, sich im Urzustande befinden, während andere deutliche Kondensationen aufweisen, die sich unter Umständen zu Sternen verdichten können. In anderen Fällen (bei den Sternhaufen) war die Kondensation so weit vorsichgegangen, dass die nebelige Materie sich zu lauter Sternen angesammelt hatte.

Diese Erfahrungen stützten ja in der Hauptsache die Ansichten, welche der Kantschen Hypothese zugrunde liegen. Dieselbe wurde von Laplace wieder aufgestellt und insofern in verbesserter Form, als er beim Urnebel eine anfängliche Drehung um eine Achse annahm. Diese Drehung war so kräftig, dass in den äusseren Teilen um den Äquator die Centrifugalkraft genau mit der Gravitation im Gleichgewicht stand. In der Mitte des Nebels befand sich eine Kondensation, welche die Stelle der jetzigen Sonne einnahm. Die ganze Gasmasse war stark glühend und kühlte sich allmählich ab. Dabei zog sie sich zusammen. Zufolge des zweiten Keplerschen Satzes, dass der Radiusvektor eines Himmelskörpers in derselben Zeit in verschiedenen Teilen seiner Bahn dieselbe Fläche überfährt, musste das Produkt von der Geschwindigkeit (v) und der Entfernung (r) vom Mittelpunkt konstant bleiben. Die Centrifugalkraft wird durch den Ausdruck $mv^2 : r = mv^2r^2 : r^3 = K : r^3$ dargestellt, die Anziehung zum Massencentrum dagegen durch $m : r^2$. Wenn also r abnimmt, wird die Centrifugalkraft schneller zunehmen als die Gravitation, und da sie anfangs einander gleich waren, wird nach der geringsten Zusammenziehung die erste Kraft obwalten und ein Teil des Gasnebels sich von der Hauptmasse in Form eines Ringes ablösen. Ein solcher Ring könnte aber nicht lange bestehen, sein Gleichgewicht ist labil. Sobald eine geringe Störung eintrat, musste er in mehrere kleine Teile zerfallen, wie der Saturnring, oder sich zu einem Einzelkörper zusammenziehen. Derselbe würde wiederum wegen der grösseren Geschwindigkeit der äusseren Teile des Ringes sich im

selben Sinne drehen, wie früher der ganze Gasball. Danach ist ein solcher Körper der Urheber eines Planeten und besteht aus einem grossen, um eine der Drehungsachse des Nebelsystems parallele Achse sich drehenden Gasball. Dieser zieht sich weiter zusammen und infolgedessen tritt weitere Ringbildung und danach Bildung von Planeten zweiter Ordnung, Monden oder Satelliten ein, die ebenso um eine Achse in derselben Richtung sich drehen wie ihre Hauptkörper. Die Kometen haben kein Heimatsrecht im Planetensystem, sondern sind durch den Zufall von aussen dahin gekommen.

Diese Hypothese leidet jedenfalls unter nicht unbedeutenden Schwierigkeiten. Zwar hat die Entdeckung der kleinen Planeten uns eine ganze Masse, etwa 450, von Himmelskörpern gezeigt, welche im richtigen Sinne um die Sonne sich bewegen. Die grösste Neigung einer dieser Planetenbahnen beträgt 34° 43′. Die Bahnen der Uranus- und Neptunmonde weichen aber viel zu stark von den Forderungen der Hypothese ab, als dass man nicht einen störenden Eingriff von aussen annehmen müsste. Auffallend ist es, dass gerade die äussersten Planeten, bei welchen man am ehesten ein solches fremdes Eingreifen vermuten könnte, diese Eigentümlichkeit darbieten.

Weiter könnte man ja vermuten, dass, nachdem die Zusammenziehung des Gasballes allmählich und kontinuierlich geschehen ist, auch die Absonderung von Planeten hätte stetig vorsichgehen müssen, woraus ein System hervorgegangen wäre, das etwa der Ansammlung der kleinen Planeten entspräche.

Die grösste Schwierigkeit der Laplaceschen Annahme bietet wohl die hohe Temperatur des Gasballes, welche die Hypothese voraussetzt. Nach den Berechnungen von Stoney und Bryan kann die Erde keinen Wasserstoff in ihrer Atmosphäre behalten. Noch weniger würde, wie leicht zu berechnen, die Sonne das haben thun können, wenn sie so ausgedehnt gewesen wäre, dass sie die Neptun- oder Uranbahn erfüllt hätte, wenn nämlich ihre Temperatur nicht tiefer als diejenige der Erde (+ 15° C.) gewesen wäre. Wohl aber ist es wahrscheinlich, dass der Urnebel noch grössere Dimensionen gehabt hat. Man muss denn annehmen, dass in diesen ausgedehnten Nebeln, in welchen wegen der grossen Verdünnung der Materie keine nennenswerten Anziehungskräfte wirken, die Gase, unter welchen der Wasserstoff eine besonders hervorragende Rolle spielt, eine Temperatur besitzen, die nicht viel von dem absoluten Nullpunkte entfernt sein kann. Es entsteht denn die Frage, wie wohl diese Himmelskörper Licht aussenden können. Die Antwort

lautet, dass man in diesem Falle auf dieselbe Lichtquelle angewiesen ist wie bei den Kometen, die ebenfalls zu niedrige Temperatur besitzen, um selbständig zu leuchten (vgl. S. 43).

Jedenfalls ist die Regelmässigkeit der Bewegung der Himmelskörper in unserem Sonnensystem so ausserordentlich auffallend, dass man die Richtigkeit der Kant-Laplaceschen Hypothese in ihren Hauptpunkten nicht leugnen kann. Es ist aber schwer, die Notwendigkeit einzusehen, warum ein Gebilde von der ausserordentlich grossen Regelmässigkeit des Planetensystems entstanden ist und nicht vielmehr ein Aggregat von sehr vielen kleinen Körperchen, wie im Saturnringe, oder von Himmelskörpern, die in Bahnen von sehr grosser Excentricität in einem ziemlichen Gewirre umeinander laufen, und wo der grösste Körper nicht beinahe die ganze Masse (bis auf 0,16 Proz.) auf sich verdichtet hätte, wie am Beispiel vieler Doppelsterne zu ersehen ist. Man bemerkt häufig in den Nebeln mehrere Kondensationskerne. Man könnte sich vielleicht vorstellen, dass in dem Nebel, woraus unser Sonnensystem hervorging, schon innerhalb der Gasmasse, an den Stellen, wo die Planeten nachher kamen, Verdichtungen entstanden. Diese würden die grosse allgemeine Drehung mitmachen und nachher allmählich in dem Gebiete, durch welches sie hindurchzogen, einen Gasball um sich ansammeln. Infolgedessen würden sie eine genau ebenso beschaffene Rotation erhalten, als wenn sie aus einem geborstenen Ringe sich zusammengezogen hätten. Auf diese Weise wären die Planeten gewissermaassen als gleich „alt“ anzusehen und die äussersten Planeten nicht als die ältesten, wie die ursprüngliche Hypothese von Laplace verlangt.

Im Anschluss an die Kant-Laplaceschen Hypothese und die Ergebnisse der modernen astronomischen Wissenschaft hat man sich als „Urnebel des Sonnensystems“ einen weit ausgedehnten, äusserst dünnen Nebel zu denken, welcher, ähnlich demjenigen in Orion und den Plejaden, eine Ausdehnung von mehreren tausend Neptunbahnen besitzen konnte. In diesen unregelmässigen Bildungen ist die Konzentration der Materie so gering, dass keine merklichen Anziehungskräfte herrschen, sondern dieselben müssen durch Millionen von Jahren wirken, um merkliche Verschiebungen zwischen den verschiedenen Teilen hervorzubringen. Die leichtesten Gase, wie Wasserstoff und Helium, befinden sich in den äussersten Schichten dieser Gasmassen, ebenso wie sie die äussersten Teile der Sonne einnehmen. Nur diese senden Licht nach aussen durch die elektrischen Entladungen, welche in den äusseren Schichten zufolge des Einfangens von negativ geladenen Teilchen ent-

stehen. Wenn diesen Gebilden Wärme zugeführt wird, so entfernen sich die Gase immer mehr von dem Mittelpunkt und kühlen sich dadurch ab (vgl. unten S. 228).

Es sind also diese Nebel grosse Aufspeicherungsplätze der Wärmeenergie, welche von den Sonnen zu ihnen gestrahlt wird. Diese Energie kommt ihnen nachher bei ihrer Kondensation zu gute, welche im nächsten Stadium erfolgt. Die inneren Teile der Nebel schliessen die schwereren chemischen Elemente ein; Verbindungen werden nicht bei der ungeheuren Verdünnung bestehen können. Diese Elemente besitzen eine so geringfügige Geschwindigkeit, dass sie dem Nebel nicht zu entfliehen vermögen. Sie besitzen aber eine höhere Temperatur, als die äusseren aus den leichten Gasen bestehenden, und zwar denselben Umständen zufolge, welche bewirken, dass beim sogenannten adiabatischen Gleichgewicht in der Erdatmosphäre die Temperatur mit der Tiefe zunimmt. Trotzdem diese Körper anwesend sind, verraten sie sich doch nicht durch Lichtentwickelung, da sie nicht in den äusseren Teilen vorkommen, welche von den negativ geladenen Partikelchen getroffen werden. So erklärt sich die sonderbare Erscheinung, dass die Urmaterie nur einige leichte Elemente zu enthalten scheint (Wasserstoff, Helium und das Gas, welches der Nebellinie 496 $\mu\mu$ entspricht). Zur Erklärung dieses Umstandes nahm man früher an, dass in äusserster Verdünnung alle chemischen Elemente sich in Wasserstoff zersetzen, eine Annahme, welche mit der chemischen Erfahrung in Widerspruch steht. In dem Lichte einiger Nebel hat man ausserdem einige schwache Linien gefunden, welche dem Magnesium und Eisen entsprechen. Diese rühren vielleicht von dem Eigenlicht dieser Gase her, denn im Innern des Nebels kann wohl die Temperatur hoch genug sein.

Die Zustände in einem solchen Nebel sind nicht stabil, sie können aber zufolge der ausserordentlich geringen wirkenden Kräfte sehr lange (praktisch genommen unendlich lange) bestehen. Im Laufe der Zeit müssen die Anziehungskräfte dieselben zu regelmässigeren rundlichen Formen zusammenballen. Diese Zusammenballung kann aber dadurch verhindert werden, dass Kondensationskerne von aussen in die Nebelmaterie eindringen, wie die Kometen ins Sonnensystem. Diese dichteren Anhäufungen ziehen allmählich die Materie in ihrer Nähe zusammen, sodass eine Art Lichtungen um diese Centra im Nebel entstehen. Diese Ansammlungen gravitieren gegeneinander und werden wohl zum Teil miteinander vereint, da die übrig gebliebene Nebelmaterie ihre Bewegungen hemmt.

Wenn nun die Nebelmaterie von Anfang an eine ausgesprochene Drehung um eine Achse vollführt, werden diese Kondensationspunkte mitgeführt und machen allmählich die gemeinsame drehende Bewegung mit. Durch die partielle Kondensation entstehen Zusammenziehungen in der Umgebung, welche zuletzt ihre Wirkung auf den ganzen Nebel ausüben. Die Centrifugalkraft wird vergrössert und anstatt einer grossen Dunstkugel mit einheitlicher Bewegung bildet sich eine Scheibe aus. Durch die Kondensation der Materie um bestimmte Punkte herum, und durch ihr gleichzeitiges Verschwinden aus den zwischenliegenden Teilen, erhalten dieselben eine immer selbständigere Stellung, bis alle Teile der Scheibe beinahe ausschliesslich dadurch bestimmt sind, dass die Centrifugalkraft genau die Schwere aufwiegen soll. Mit anderen Worten, die Bewegungen nähern sich immer mehr denjenigen in einem Planetensystem. Diesem Zustande entsprechen die spiralförmigen Nebel, welche überaus gewöhnlich sind. Dieselben sind sehr flach, scheibenförmig, welches zeigt, dass die Gravitation durch eine Centrifugalkraft in der Ebene der Scheibe aufgewogen wird. Die spiralige Struktur kann aus dem Umstand erklärt werden, dass die Kondensationspunkte nicht die Bewegungen der sie umgebenden Materie gänzlich beherrschen, wie Wilczynski näher ausgeführt hat. Diese Nebel zeigen ein kontinuierliches Spektrum, woraus zu schliessen ist, dass die Strahlung der Kondensationskerne, die beinahe alle die potentielle Energie der diffusen Nebelmaterie auf sich verdichtet haben, diejenige der Nebelgase vollkommen überwiegt.

Man könnte sich auch vorstellen, dass die anfängliche Drehung des Nebels relativ schwach gewesen ist. Es entsteht dann kein ausgeprägtes Centrum, um welches herum die Bewegung stattfindet und keine kreisende Bewegung. Die Kondensationen können mehr durch Zufall bestimmt werden und um mehrere sekundäre Centren sich ausbilden. Dieselben werden dann später ziemlich regellos aufeinander hin gravitieren und Bahnen von allen möglichen Verhältnissen der Excentricität bilden. Dieser Fall scheint, wie gesagt bei den Doppelsternen sehr häufig zu sein (vgl. S. 51).

Wir haben jetzt die Entwickelung bis zu der Periode verfolgt, wo sich Planetensysteme oder Sternsysteme gebildet haben. Die Körper derselben nehmen bei ihrer Kondensation aus der umgebenden Materie immer mehr zu. Anfangs steigt ihre Temperatur durch die Kondensation, dann tritt starke Strahlung und damit Abkühlung (wenigstens in den höheren Schichten) ein. Dieser Zustand wird endlich dazu führen, dass

sich eine feste Kruste bildet, worauf der Wärmeverlust nach aussen so gut wie gänzlich abgebrochen ist. So z. B. ist der jetzige Wärmeverlust der Sonne $1,2.10^5$ cal. pro cm^2 und Minute. Derjenige der Erde beträgt nicht einmal 2.10^{-4} cal. pro cm^2 und Minute. Wenn einmal die Sonne mit einer ebenso dicken Kruste wie die Erde (aus denselben eruptiven Gesteinen) bedeckt ist, wird sie also in tausend Millionen Jahren nicht viel mehr Wärme verlieren, als jetzt in einem einzigen. Man kann wohl sagen, dass in diesem Ruhezustand die Energie der Himmelskörper auf unermessliche Zeiten aufbewahrt wird.

Vor dem Festwerden der äusseren Rinde steigt der Druck im Innern des Himmelskörpers stetig. Denken wir uns, dass alle die linearen Dimensionen zwischen den Zeitpunkten t_1 und t_2 auf die Hälfte gesunken seien. Eine horizontale Oberfläche von $(2 \text{ cm})^2$ wird zur Zeit t_1 durch das Gewicht der darauf lastenden Gassäule $4\,p$, d. h. p auf 1 cm^2 gedrückt. Die Oberfläche 1 cm^2 hat sich zur Zeit t_2 auf 0,25 cm^2 zusammengezogen, auf welcher das Gewicht $4\,p$ lastet, nachdem die oben liegenden schweren Teile alle doppelt so nahe zum Centrum gekommen sind. Der Druck ist also pro Quadratcentimeter auf $16\,p$ gewachsen. Wenn nun die Masse des Himmelskörpers dem Boyle-Gay-Lussacschen Gesetze folgen würde, was anfangs wohl zu einem gewissen Grade gelten mag, so nimmt der Druck im selben Verhältnis wie die Konzentration, d. h. im Verhältnis 8 : 1 zu, falls die Temperatur konstant bleibt. Da nun der Druck thatsächlich auf den 16fachen Betrag gestiegen ist, muss, damit Gleichgewicht obwalten kann, die absolute Temperatur auf den doppelten Wert hinaufgehen. In dieser einfachen Weise beweist Newcomb in Anschluss an Lane, dass die Temperatur mit dem Drucke steigen muss. Später, wenn grössere Verdichtung eingetreten ist, werden bald die Abweichungen von dem Gasgesetz so gross werden, dass der Druck der Potenz 1,333 der Konzentration proportional zunimmt, wonach also die Temperatur zur Erhaltung des Gleichgewichts nicht mehr zu steigen braucht. Dann kommt aber die Bildung von stark kondensierten Molekeln, welche die steigende Abweichung von dem Gasgesetz kompensiert, sodass das Intervall, in welchem die Temperatur bei der Zusammenziehung wächst, sich noch weiter erstreckt, als es sonst thun sollte.

Auf diese Weise hat man erwiesen, dass die Sonne und die Sterne zufolge von Wärmeverlust sich in ihren älteren Entwickelungsstadien zusammengezogen und gleichzeitig ihre Temperatur erhöht haben. Umgekehrt, wenn eine Gasmasse von grosser Verdünnung, wie in den Nebeln,

Wärme von aussen aufnimmt und sich dabei ausdehnt, so muss ihre Temperatur sinken.

Man kann nun fragen, ob eine Gasmasse bei ihrer Zusammenziehung ohne äussere Wärmezufuhr sich so stark erwärmt, dass ihre Temperatur auf den doppelten Betrag oder mehr steigt, wenn der Druck im Verhältnis 1 : 16 zunimmt. Für diesen Fall gilt die Gleichung (T_1 und T_2, bezw. p_1 und p_2 seien Temperatur und Druck vor und nach der Zusammendrückung):

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{k-1}{k}}.$$

Falls $\frac{k-1}{k}$, worin k das Verhältnis der specifischen Wärmen bei konstantem Druck und bei konstantem Volumen, grösser als 0,25 ist, wird die Bedingung erfüllt. Dies trifft ein, wenn $k > 1{,}33$ ist. Diese Bedingung wird von den einatomigen Gasen, wie Metallgasen und Helium ($k = 1{,}67$) erfüllt. Auch die gewöhnlichen Gase, deren Moleküle aus zwei Atomen bestehen, wie Sauerstoff (O_2), Wasserstoff (H_2), Stickstoff (N_2) und Kohlenoxyd (CO) haben $k > 1{,}33$, indem ihr $k = 1{,}41$ beträgt. Die Nebel erfüllen demnach unzweifelhaft die Bedingung.

Wenn die Kontraktion sehr weit gegangen ist, nimmt die Beweglichkeit der Gasmolekeln in hohem Grade ab, sodass die reine Wärmeleitfähigkeit eine Rolle zu spielen anfängt, in welchem Fall der Wärmeverlust von der Sonnenoberfläche nicht durch die vom Innern zugeführte Wärme ersetzt werden kann, wonach offenbar eine starke Abkühlung der äusseren Teile und zuletzt die Bildung einer starren Kruste erfolgt.

Der Endzustand der aus den Nebeln entwickelten Himmelskörper ist demnach durch grosse Körper von unerhört hohem Druck und Temperatur in ihrem Innern charakterisiert, welche von einer festen schlechtleitenden Kruste umgeben und als beinahe absolute Behälter von Energie anzusehen sind. Zufolge der hohen Temperatur und des hohen Druckes in ihrem Innern sind die Atome darin zu Verbindungen von ungeheurem Energieinhalt bei ausserordentlich geringem Volumen zusammengeschlossen.

Diese Körper würden nun in unermesslichen Zeiten umeinander kreisen, wenn für die Stabilität des Universums ebensogut gesorgt wäre wie für diejenige des Sonnensystems. Dies ist nun aber nach der Meinung der einsichtsvollsten Astronomen nicht der Fall. Im Raum irren Sterne herum mit Geschwindigkeiten so gross, dass sie von keinem Himmelskörper der jetzt bekannten Dimensionen in feste Bahnen gelenkt werden

können. Arctur und 1830 Groombridge (vgl. S. 19) geben die auffallendsten Beispiele dieser eilenden Himmelskörper. Sie müssen die Gegenden des einen Sonnensystems nach dem anderen durchstreichen, bis sie in der Unendlichkeit der Zeit zuletzt gegen einen zweiten Weltkörper stossen. Wenn dieser ein Nebel ist, und der irrende Stern ihn nicht durchbricht, so entsteht ein neues Anziehungscentrum im Nebel. Ist dagegen der angetroffene Körper eine erloschene Sonne, so erfolgt eine ungeheure Explosion. Die hoch temperierten, energiereichen und stark kondensierten Verbindungen im Innern der Sonne kommen zum Teil unter geringere Drucke, sie explodieren unter ausserordentlich starker Wärmeentwickelung. Zu den Energieen der beiden Himmelskörper kommt diejenige des Stosses hinzu. Durch die Explosion werden die Trümmer der beiden Weltkörper wieder auseinandergestossen, sodass ihre Gase zufolge der verminderten Schwerkraft ausserordentlich diffuse Atmosphäre bilden, die dem Nebularzustande entsprechen. Ein neuer Nebel ist wieder gebildet und das Spiel kann von neuem anfangen. Zufolge der gewaltsamen Ausdehnung wird beinahe die ganze Energiemenge in potentielle Energie wieder verwandelt sein. Die Temperatur ist auf mässige Beträge gesunken und steht in den äussersten Schichten nicht viel über dem absoluten Nullpunkt.

Im allgemeinen wird der Stoss beim Zusammentreffen der beiden Himmelskörper nicht central, sondern schräg sein. Demzufolge wird der neugebildete Nebel von Anfang an eine Achsendrehung erhalten.

Viele Astronomen haben eine Extinktion zufolge dunkler Materie im Weltraum angenommen. Diese verlorene Licht- und Wärmemenge kommt schliesslich den Nebeln zu gute, teils durch ihre Absorption der Strahlung der Sonnen, teils durch Aufnehmen der einstürzenden geladenen Partikelchen. Alle von den Sonnen der Welt ausgestrahlte Energie wird schliesslich von diesen Nebeln aufgenommen, welche wegen ihrer niedrigen Temperatur keinen merklichen Teil davon durch Strahlung verlieren (sie strahlen übrigens gegeneinander). Die Energie wird in ihnen durch die Lockerung und Ausdehnung der äussersten Gasschichten aufgespeichert. Eventuell werden dabei Gasmolekeln von höherer mittlerer Bewegung in den Weltraum hinausgetrieben, wo sie den Wärmevorrat anderer Himmelskörper (Nebel) bereichern können.

Es ist also eine stete Wechselwirkung. Neue Nebel entstehen aus erloschenen Sonnen; vielleicht entspricht dieser Vorgang demjenigen, der in einigen Fällen beobachtet wurde, bei welchen neue (durch Zusammenstoss entstandene) Sterne nach kurzer Zeit verblassten und einem Gas-

nebel Platz liessen. Aus den Nebeln entstehen Sonnen, wobei die (strahlende) Energie und Materie, welche von anderen Sonnensystemen ins Bereich der Nebel gekommen sind, sich wieder konzentrieren. Dadurch entstehen heisse Sonnen, grosse Konzentrationen von Kraft und Materie, welche anfangs, unter Zunahme von Temperatur und Druck, durch Strahlung unerhörte Wärmemengen und etwas Materie verschleudern, welche in Nebeln angehäuft werden. Danach kühlen sie sich ab, erhalten später eine feste Kruste und gehen, wie die Sporen der Lebewesen, in einen Ruhezustand über, wo sie nur minimale Mengen Energie und so gut wie keine Materie verlieren. Zu neuem Kreislauf werden sie wieder erweckt, wenn sie mit einem anderen Weltkörper dieser Art zusammenstossen, wobei durch Explosion ein neuer Nebel entsteht.

Die Entwickelungszeit der Sonnen dürfte der kürzeste Abschnitt in dieser Entwickelungsgeschichte sein, der Ruhezustand des dunklen Himmelskörpers der längste und der Nebularzustand eine mittlere Länge einnehmen. Es wäre demnach zu vermuten, dass der grösste Teil der Materie sich in dunklen Himmelskörpern eingeschlossen befindet, die geringste in heissen Sonnen. Das grösste Volumen nehmen dagegen die Nebel ein, welche auch die niedrigste Temperatur besitzen. Die Oberflächentemperatur der dunklen Körper wird, falls sie nicht, wie die Planeten des Sonnensystems in der unmittelbaren Nähe eines mächtigen strahlenden Körpers sich befinden, nahezu auf die Temperatur der Körper, gegen welche sie strahlen, d. h. der Nebel, oder mit anderen Worten, auf den absoluten Nullpunkt sinken. Es wird demnach die mittlere Temperatur des Weltalls (unsere Sonne abgerechnet), mit welcher man bei Strahlungsversuchen zu rechnen hat, zum überaus überwiegenden Teil von den Nebeln (und den dunklen Weltkörpern) bestimmt werden, d. h. nur wenige Grade über dem absoluten Nullpunkt liegen, was nach Langleys Versuchen gänzlich der Erfahrung entspricht.

Die jetzt gewöhnlich angenommene Ansicht, welche von Helmholtz und besonders von Lord Kelvin entwickelt wurde, geht dahin, dass alle Sonnen ihre Energie in den unendlichen Weltraum hinausstrahlen, ohne dass diese Energie anderen Körpern, sondern nur dem Lichtäther zu gute kommt.

Diese Abkühlung der Sonnen sollte nach der genannten Ansicht in einem Zeitraum ablaufen, der mit den geologischen Zeitmaassen verglichen werden könnte. So z. B. sollte die Dauer unserer Sonne als lichtspendender Körper zu etwa 15 Millionen Jahren vor und 8 Millionen Jahren nach unserer Zeit beschränkt sein (vgl. S. 160). Etwas ähn-

liches würde für andere Sonnen gelten, wenn auch einige derselben, welche grösser als unsere Sonne sind, länger gedauert hätten. Dabei ist zu bemerken, dass eine Sonne, deren lineare Dimensionen zehnmal diejenigen unserer Sonne überträfen, die also 1000 mal grösser wäre, doch nur etwa zehnmal länger in jeder Phase aushielte, da die strahlende Oberfläche 100 mal, die Wärmekapacität 1000 mal grösser als entsprechende Eigenschaften bei unserer Sonne wären. Man kommt nach der erwähnten Auffassung zu dem Schluss, dass dem Weltsystem eine endliche Zeit zugemessen ist.

Eine solche Anschauung ist schwerlich mit unseren Begriffen über die Unzerstörbarkeit der Energie und der Materie in Einklang zu bringen. Auch wenn man die früher angenommene Zeit von etwa 20 Millionen Jahren, die jedem Sonnensystem zugemessen ist, auf Hunderte von Milliarden Jahren vergrössert, was unseren jetzigen Erfahrungen nicht widerspricht, so ist die Vorstellung von einem einmaligen Bestehen der Sonnen in einer messbaren Zeit wenig befriedigend. Diese Schwierigkeit wird durch die oben gemachte Annahme entfernt, dass die einmal erloschene Sonne nach einer ihre Strahlungsperiode vielleicht millionenmal überlegene Ruheperiode wieder durch Zusammenstoss zu einer neuen Periode von kräftiger Entwickelung, erst im Nebel-, dann im Sonnenzustande, zurückgebracht wird. Wenn nun dieser Prozess beliebig oft wiederholt werden könnte, so würde unser Verlangen nach einem Bestehen des Weltsystems in unabsehbaren Zeiträumen befriedigt sein.

Wie wir gesehen haben, verschlucken die Nebel die Strahlungsenergie der warmen Weltkörper und setzen dieselbe teilweise in potentielle Energie um. Ein bestimmter Bruchteil der einstrahlenden Energie muss aber, nach den Forderungen des zweiten Hauptsatzes der Wärmetheorie, als Wärmeenergie erhalten bleiben. Dieser Bruchteil kann aber beliebig klein sein, wenn nur die Temperatur des bestrahlten Körpers dem absoluten Nullpunkt beliebig nahe liegt. Nun besitzen die Nebel eine Temperatur, die sehr wenig von dem absoluten Nullpunkt entfernt ist. Es besteht kein Hindernis, diese Temperatur beliebig gering anzunehmen. Wir können folglich ohne Widerspruch mit unseren jetzigen Erfahrungen uns vorstellen, dass die oben geschilderte Wechselwirkung zwischen Nebeln und Sonnen sich unbegrenzt viele Male wiederholt.

Weiter als zu diesem Punkt zu kommen, in welchem es erwiesen wird, dass in erdenklichen Zeiten die Entwickelung der Welt möglicherweise unter ähnlichen Umständen geschieht, wie die jetzt vorherrschenden, kann man nicht hoffen. Denn eine wirklich unendliche Ausdehnung

der Zeit und des Raumes lässt sich nicht mit naturwissenschaftlichen Spekulationen fassen. Und so oft unsere Vorstellungen über den jetzigen Zustand sich ändern, müssen wir auch unsere Anschauungen über die Vergangenheit und die Zukunft modifizieren, sodass eine endgiltige Lösung der berührten Fragen unmöglich erscheint.

Es giebt eine andere Ansicht über die Art und Weise, in welcher die Himmelskörper sich gebildet haben. Wir haben schon früher gesehen, dass nicht unbedeutende Mengen von Meteorstaub auf die Erde herunterfallen. Dieser Umstand veranlasste einige Forscher zu der Hypothese, die ganze Erde und alle Himmelskörper seien aus Meteoriten aufgebaut. Wir haben aber eine entgegengesetzte Erfahrung. Die Kometenkörper sehen wir allmählich in Staub zerfallen. Aber nicht so sehr dieser Umstand, sondern derjenige, dass die genannte Bildungsweise das Vorkommen von allen möglichen Arten von Excentricitäten und Neigungen der Bahnen verlangt, zeigt, dass unser Planetensystem wohl nicht in dieser Weise entstanden sein kann.

Physik der Erde.

I. Gestalt, Masse und Bewegung der Erde.

Kugelform der Erde. In der ältesten Zeit stellten sich die Menschen die Erde als eine flache Scheibe vor, welche vom Himmelsgewölbe überdeckt wird. Schon früh machten die etwas kultivierten Völker die Erfahrung, dass diese Ansicht nicht stichhaltig sei, sondern dass vielmehr die Erde Kugelgestalt habe. In der antiken Welt war es die Schule der Pythagoräer, welche (um 500 v. Chr.) diese Lehre entwickelten. Diese Ansicht drang auch gänzlich in das Bewusstsein des Volkes ein, und Aristoteles gab drei Beweise für die Kugelform der Erde.

Im Mittelalter ging diese Einsicht gänzlich verloren, ein Anzeichen des Zurückgehens der Kultur. Die damaligen Philosophen, die Kirchenväter, fallen gänzlich auf die ursprüngliche naive Ansicht zurück. Jedoch veranlasste das Studium des hochgeschätzten Aristoteles, dass einige begabtere Geister die Lehre von der Kugelgestalt wieder aufnahmen. Andererseits wurde durch arabische Gelehrte diese Anschauung aufrecht erhalten, und bekanntlich veranlasste dieselbe Columbus zu seiner Reise, durch die er einen westlichen Weg nach Indien, ausser dem bekannten östlichen, zu entdecken suchte.

Als Beweis für die Kugelgestalt der Erde wurde angeführt, dass der Schatten der Erde auf dem Monde bei partiellen Mondfinsternissen von einem Kreisbogen eingeschlossen ist. Weiter beobachtete man, dass ein Schiff, welches sich auf einer Wasseroberfläche entfernt, immer mehr unter diese herunterzusinken scheint. Dies kommt daher, dass man von einer bestimmten Höhe über der Erdoberfläche (oder besser Meeresoberfläche, weil die Erdoberfläche immer und überall etwas uneben ist) nur einen Kreis von bestimmtem Radius überblicken kann. Dieser lässt sich leicht berechnen aus folgendem Satz, welcher der Geometrie ent-

nommen ist. Verlängern wir (Fig. 69) den Durchmesser BA eines Kreises bis zum Punkte D und ziehen von D eine Tangente DE an den Kreis, welchen sie im Punkte E berührt, so ist das Produkt $DB \times DA$ gleich dem Quadrat der Länge DE. Setzen wir $AC = BC = r$, $AD = h$ und $DE = t$, so wird:

$$h(h + 2r) = t^2,$$

oder für Höhen h, welche im Vergleich mit dem Erdradius (r) zu vernachlässigen sind:

$$t = \sqrt{2hr}.$$

t kann als der Halbmesser des von D aus überblickten Kreises angesehen werden, dieser wächst also der Quadratwurzel aus der Beobachtungshöhe proportional. Man findet für:

$h =$ 10	20	30	40	50	60	70	80	90	100	m
$t =$ 11,3	16,0	19,6	22,6	25,3	27,7	29,9	31,9	33,8	35,7	km.

Den besten Beweis für die Kugelform der Erde findet man aber in den Änderungen der Höhe von der Sonne und anderen Gestirnen, welche man bemerkt, wenn man sich in nord-südlicher Richtung, und die Änderung der Kulminationszeit der Sterne und Sonne, wenn man sich in ost-westlicher Richtung bewegt. Da zu der letzteren Beobachtung sicher gehende Uhren nötig sind, konnte sie in der antiken Welt in Ermangelung guter Zeitmesser nicht gemacht werden. Dagegen veranlasste die Änderung der Sonnenhöhe mit der geographischen Breite Eratosthenes (276—195 v. Chr.) die erste Gradmessung zur Bestimmung der Dimensionen der Erde vorzunehmen.

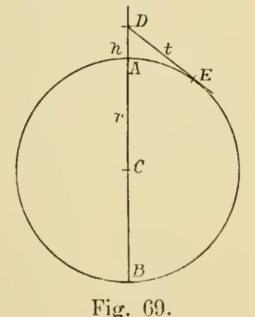


Fig. 69.

Die Gradmessungen. Eratosthenes ging von der Voraussetzung aus, dass die Stadt Alexandrien gerade nördlich von der Stadt Syene in Egypten liegt. Der Abstand war nach officiellen Angaben 5000 Stadien = 787,5 km. Von Syene (Z in Fig. 70) wurde auch angenommen, dass sie unter dem nördlichen Wendekreis liege, da es angegeben wurde, dass daselbst am längsten Tag die Sonne gerade im Zenith steht. Eratosthenes brauchte dann nur am selben Tage die Sonnenhöhe (φ) in Alexandrien (A) am Mittag zu bestimmen. Der Unterschied ($90 - \varphi$) zwischen den Sonnenhöhen in Z und A ist offenbar gleich

dem Winkel ACZ, welchen der Abstand AZ auf einem Meridiankreise der Erdoberfläche aufnimmt. Eratosthenes fand $\varphi_1 = 82^0\,48'$. Nun muss der Erdumkreis (U) sich zu AZ verhalten wie 360 zu $(90 - \varphi)$. Man findet dies Verhältnis $360 : 7^0\,12' = 50$, woraus U gleich 250000 Stadien = 39375 km hervorgeht. Wie man sieht, ist die Abweichung vom richtigen Wert (40000 km) gar nicht so sehr bedeutend.

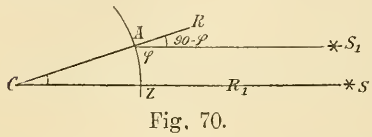


Fig. 70.

Einige solche Gradmessungen wurden von späteren Forschern im Altertum ausgeführt, eine weitere im Mittelalter auf Befehl des Khalifen Al Mamun. Die grösste Ungenauigkeit bei dieser alten Methode rührt von der Schwierigkeit her, den Abstand der zwei gerade in Nord und Süd voneinander belegenen Punkte durch direkte Ausmessung richtig zu bestimmen.

Um diesem Übelstande zu entgehen, schlug Snellius vor, man sollte diesen Abstand nicht direkt bestimmen, sondern eine andere Basis (AB Fig. 71), deren Länge bequem genau bestimmt werden konnte, ausmessen. Danach sollte man die Lage der Fixpunkte E, F, G, H, J, K und L durch Triangelmessung genau bestimmen, wonach die Lage der beiden gerade nord-südlich voneinander belegenen Punkte C und D ebenfalls in derselben Weise in ihrer Lage zu E und F, bezw. K und L bestimmt wurden. Der Abstand CD wurde gleich der Summe aller Projektionen $CF_1 + F_1G_1 + G_1J_1 + J_1K_1 + K_1D$ von CF, FG, GJ, JK und KD gesetzt, welche Projektionen in Bezug auf ihre Länge aus den ausgemessenen Winkeln genau bestimmt werden konnten. Die Basis AB braucht gar keine ausserordentliche Länge zu besitzen (einige Kilometer), um genaue Resultate zu gestatten.

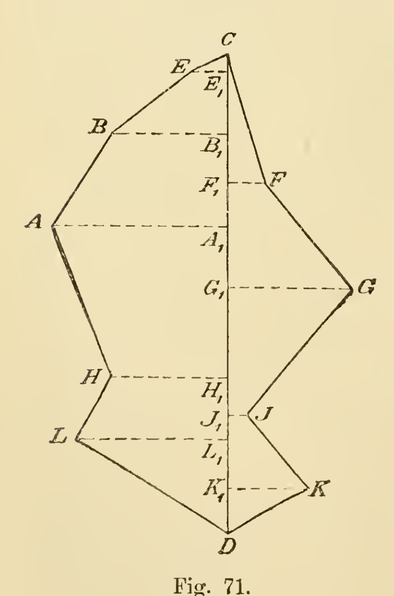


Fig. 71.

Es ist von der grössten Bedeutung, die Basis AB mit einer genügenden Genauigkeit auszumessen, sodass die Fehler in der Messung von CD zur Hauptsache von der Genauigkeit der Winkelmessungen ab-

hängt. Zur Bestimmung der Basislänge AB werden gewöhnlicherweise sehr solide Maassstäbe längs der Strecke aufgelegt, sodass ihre Enden einander berühren. Die Messung kann noch weiter in der Weise verfeinert werden, dass auf jedem Maassstab das eine Ende mit einem Mikroskop, das andere mit einer scharfen Querritze versehen ist. Durch Schraubenvorrichtungen wird der Maassstab, der gerade angelegt wird, so eingestellt, dass das Bild der Ritze auf das Haarkreuz des Mikroskopes fällt. Da die Länge der Stäbe in vorhin ermittelter Weise von der Temperatur abhängt, sind sie gegen Wärmezuleitung durch isolierende Mäntel und gegen Sonnenstrahlung durch Zeltdächer geschützt und zur Temperaturablesung mit eingesetzten Thermometern versehen.

In unkultivierten Ländern ist es häufig nicht möglich, die Basis auf der beschriebenen umständlichen Weise auszumessen. Man verwendet deshalb häufig in neuerer Zeit — z. B. an der 1900—1901 stattgefundenen Gradmessung auf Spitzbergen — Metalldrähte, die zwischen festen Stützen gespannt werden. An den Enden der Metalldrähte sind Federdynamometer angebracht, welche die Spannung im Draht angeben. Das Verhältnis zwischen der Entfernung der Stützen und der Länge des Drahtes bei gegebener Spannung und Temperatur ist durch Vorversuche bekannt. Zur Verminderung der Temperaturkorrektionen benutzt man Drähte aus Materialien (Nickel-Stahl-Legierungen), deren Wärmeausdehnung beinahe Null ist, und überzieht dieselben mit einer stark reflektierenden galvanisch ausgefällten Schicht (von Silber).

Man misst die Temperatur durch Vergleichung der Länge des Drahtes mit einem Draht aus anderem Metall, z. B. Stahl oder Messing, welcher mit dem Messdraht parallel aufgehängt ist. Dieser Draht ist mit demselben Stoff überzogen wie der Messdraht. Diese beiden Drähte zusammen bilden eine Art von Metallthermometer.

Man kann die Fehler bei der Bestimmung der Länge eines Gradbogens zu etwa 1 m (ein Hunderttausendstel) herabsetzen.

Zur Bestimmung der Entfernungen in Europa hat man diesen Weltteil mit einem Netz von Dreiecken überspannt, die sich zu an günstigen Plätzen gelegenen Basislinien anschliessen. Dieses Netz erstreckt sich von Hammerfest im nördlichsten Norwegen bis zu den südlichsten Punkten von Europa (35 Breitengrade), wo es an Punkte in Nordafrika angeschlossen ist. In west-östlicher Richtung erstreckt sich dieses Netz von Valentia in Irland bis nach Orsk im Gouvernement Orenburg (69 Längengrade). Man beabsichtigt, ähnliche Ausmessungen in Afrika vorzunehmen.

Die Gradmessungen sind immer von einer Präcisionsnivellierung begleitet, wodurch die vertikalen Entfernungen der betreffenden Triangelpunkte mit der grösstmöglichsten Genauigkeit bestimmt werden.

Snellius führte selbst eine Gradmessung nach seinen Prinzipien aus. Er fand den Meridianquadranten gleich 9665 km. Viel genauer war jedoch die Messung von Picard am Ende des 17. Jahrhunderts, wobei er zum erstenmal Fernrohre zur Messung von Winkeln benutzte. Er fand in dieser Weise den ganz guten Wert 10009 km für einen Meridianquadranten. Diese Bestimmung war insofern von grosser Bedeutung, als sie die Ausarbeitung von Newtons Gravitationstheorie ermöglichte.

Die Abplattung der Erde. Frühzeitig entstanden Zweifel, ob die Gestalt der Erde genau kugelförmig sei. Dies lässt sich durch Gradmessungen an verschiedenen Stellen der Erde entscheiden. Die Gradmessung giebt nämlich einen Wert des Krümmungshalbmessers an der betreffenden Stelle. Die Gradmessung von Cassini 1680 schien anzudeuten, dass die Krümmung der Erde am Pole die grösste sei. Wenn nun, wie thatsächlich, die Erde nahezu eine Umdrehungsellipsoide bildet, deren kürzester Durchmesser durch die zwei Pole geht, so muss der Krümmungsdurchmesser eines Meridianbogens oder die daraus berechnete Länge des Meridianquadranten vom Äquator zum Pole stetig zunehmen. Um dies festzustellen, wurden Kommissionen vom König Ludwig XV. in Frankreich abgesandt, welche zwei Gradmessungen ausführen sollten, die eine in Schweden (nahe am Pole), die andere in Peru (nahe am Äquator). Es zeigte sich, dass der Meridianquadrant nach den betreffenden Messungen folgende Werte erhielt:

Land	Beobachter	Polhöhe	Meridianquadrant
Peru	Bouguer, De la Condamine	$-1^0\,31'$	9952 km
Frankreich	Picard	$49^0\,13'$	10009 „
Schweden	Maupertuis	$66^0\,20'$	10075 „

Nach diesen Messungen hat also die Erde die Gestalt einer schwach abgeflachten Ellipsoide mit der kürzesten Achse durch die beiden Pole.

Solche Gradmessungen wurden nun in den verschiedenen Weltteilen ausgeführt. Diese Messungen gewannen noch mehr an Bedeutung, als die französische Regierung beschloss, die Länge des Erdmeridianquadranten als Grundlage des Maasssystems anzunehmen. Ein Ausschuss sollte die Länge des Meters, welcher als der zehnmillionste Teil des Meridianquadranten definiert wurde, feststellen. Nach neueren Be-

stimmungen soll der Meridianquadrant eine Länge von 10000856 des im Jahre 1790 festgesetzten Meters (des sogenannten Archivmeters) betragen.

Es entstand nun die Frage, ob nicht vielleicht die Erdellipsoide drei verschieden lange Achsen habe, seitdem Jacobi einen Beweis geliefert hatte, dass ein solches Ellipsoid in diesem Falle eine Gleichgewichtsfigur sein kann. Nach Messungen von Clarke sollte ein kleiner Unterschied der beiden Äquatorialachsen zum Belang von etwa 0,72 km vorkommen, während der Unterschied des Polarhalbmessers und des mittleren Äquatorialhalbmessers 21,33 km beträgt. Die Abplattung oder das Verhältnis dieser Differenz zum Äquatorialhalbmesser sollte demnach 1:299 betragen.

Man ist jetzt allgemein der Ansicht, dass die Erdellipsoide am einfachsten als eine Umdrehungsellipsoide mit einigen unregelmässigen Stellen angesehen werden kann. Die grössten Unebenheiten auf der Erdoberfläche, wie der Berg Gaurisankar (8840 m Höhe), erreichen nur den siebenhundertsten Teil des Erdhalbmessers, übersteigen aber 12 mal den eventuellen Unterschied zwischen den beiden Äquatorialhalbmessern.

Direkte Messung des Erdradius. Wenn man an zwei hochgelegenen Punkten, welche in grosser Entfernung, aber doch gegenseitig sichtbar, gelegen sind, die sehr nahe gleichen Winkel zwischen der Sichtlinie und den beiden Lotlinien bestimmt, so kann man mit Kenntnis des Abstandes zwischen den beiden Punkten die beiden anderen Seiten in dem Dreieck bestimmen, dessen Eckpunkte in den beiden Beobachtungspunkten und dem Erdmittelpunkte liegen. Auf diese Weise machte Oberst Klose Messungen zwischen dem Strassburger Münster und der Durlacher Warte, deren Entfernung voneinander 71,058 km beträgt. Die beiden Winkel waren 89° 48′ bezw. 89° 35′, woraus der Erdquadrant zu 10370 km berechnet wurde, in überraschend guter Annäherung an die Wahrheit. Bei dieser Methode spielt die atmosphärische Refraktion eine stark störende Rolle, weshalb dergleichen Messungen in keiner Weise mit den Gradmessungen konkurrieren können.

Erddrehung. Die Abplattung der Erde kann als eine Folge ihrer Drehung um eine durch die Pole gehende Rotationsachse erklärt werden. In der That sieht man, wie alle Gestirne in einem Sterntage sich rund um die Himmelsachse drehen, wenn man den Standpunkt des Beobachters als fest ansieht. Diese vom Anfang an einfachste Annahme wurde aber schon früh verlassen, indem man einsah, dass die Bewegung nur relativ ist. Es macht nämlich auf unsere Sinne denselben Eindruck, wenn

das Himmelsgewölbe sich an einem Tage von Ost nach West um eine Achse dreht, während die Erde still steht, wie wenn die Gestirne still stehen und die Erde in derselben Zeit in entgegengesetzter Richtung um die Achse rotiert. Da nun die Fixsterne auch nach alten Begriffen viel weiter von uns entfernt liegen wie Mond und Sonne, so muss man bei der Annahme, dass das Himmelsgewölbe sich dreht, eine ganz ausserordentlich grosse Geschwindigkeit annehmen, die viel unwahrscheinlicher vorfällt, als die zwar nach gewöhnlichen Begriffen ganz grosse Drehungsgeschwindigkeit der Erde um ihre Achse (465 m pr. Sek. für einen Punkt an der Meeresoberfläche am Erdäquator).

Die Achsendrehung der Erde war den denkenden Geistern der alten Zeit, wie Plato, 429—348 v. Chr., und seinen Schülern und besonders dem Aristarch aus Samos, um 265 v. Chr., nicht unbekannt. Die Kenntnis davon wurde aber im Mittelalter verloren und erst von Copernicus wieder als einer der Grundsteine seines Systems aufgenommen (1542).

Die Copernicanische Lehre wurde in der gehässigsten Weise von den kirchlichen Autoritäten unterdrückt. Copernicus selbst entging durch seinen Tod dem Märtyrertum, welches dafür Giordano Bruno und Galileo Galilei traf. Dass selbst sonst sehr klarsehende Männer die Lehren von Copernicus verliessen, sieht man aus dem Verhalten Tycho Brahes, welcher wieder die Erde in die Mitte der Welt einsetzte. Durch Galilei und Kepler wurde endlich die Copernicanische Ansicht zum Siege geführt.

Die oben genannte Abplattung der Erde gegen die Pole ist einer der Beweise für ihre Achsendrehung.

Man kann nun die Frage aufstellen, ob die Achsendrehung der Erde immer gleich schnell vorsichgegangen ist oder nicht. Um dies zu entscheiden, kann man die Länge des Tages nur mit anderen Perioden bestimmter Länge vergleichen, wozu die Zeit zwischen Finsternissen benutzt wurde. In dieser Weise glaubte Laplace den Schluss ziehen zu dürfen, dass seit 729 v. Chr. der Sterntag seine Länge nicht um $^1/_{100}$ Sekunde verändert hat.

Es giebt zwei Umstände, welche die Länge des Sterntages beeinflussen müssen, die bremsende Einwirkung der Gezeiten und der beschleunigende Einfluss der Zusammenziehung. Diese beiden Umstände scheinen einander ziemlich genau zu kompensieren. Einige astronomische Beobachtungen scheinen anzudeuten, dass in einigen Zeitepochen,

wie 1769–1789 und 1840—1861 der Sterntag an Länge zugenommen, dagegen in den sechziger Jahren wieder abgenommen habe.

Die Centrifugalkraft an der Erdoberfläche. Diese rotierende Bewegung verursacht, dass ein schwerer Körper am Äquator weniger als am Pole wiegt, indem ein Teil der Anziehung dazu verbraucht wird, dem Körper die Krümmung seiner Bahn zu geben, d. h. zu verhindern, lass er in den leeren Raum hinausfliegt. Diese Kraft K ist nach den Ableitungen der Mechanik ausgedrückt durch die Formel:

$$K = \frac{mv^2}{r} = m \cdot \frac{4\pi^2 r}{T^2},$$

worin r die Länge des Krümmungsradius der Bahn in Centimetern (hier den Abstand des Körpers zur Drehungsachse), m die Masse, v die Geschwindigkeit, T die Umdrehungszeit des Körpers (hier die Länge des Sterntages in Sekunden) und π die Zahl 3,14159 bedeuten. Wenn φ die geographische Breite des Ortes und R die Länge des Erdradius darstellen, so ist in nebenstehender Figur (Fig. 72), die ein Viertel des Erddurchschnittes darstellt, O der Mittelpunkt, OA der Äquatorialhalbmesser, $DOA = \varphi$, $DE = K$, $CD = r$ und man findet:

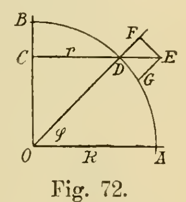


Fig. 72.

$$r = R \cos \varphi.$$

Weiter kann man die Kraft $K = DE$ in zwei Teile zerlegen, von welchen der eine DF in Richtung der Schwere geht, der andere dazu senkrecht, es ist dann:

$$DF = DE \cos \varphi = m \cdot \frac{4\pi^2}{T^2} \cdot R \cos^2 \varphi.$$

Dies ist der Ausdruck des Anteiles der Centrifugalkraft, welcher die Schwere vermindert. Für die Masseneinheit ($m = 1$) beträgt sie 3,39 cm/sek.^{2} am Äquator ($\cos \varphi = 1$). Da nun die Beschleunigung der Schwere am Äquator nach den neuesten Messungen 978,125 cm/sek.^{2} beträgt, so würde die Schwere eines Körpers am Äquator zufolge der Centrifugalkraft um $^1/_{289}$ geringer sein als am Pole.

Wenn nun die Erde flüssig wäre und sich um ihre Achse drehte, so würde sie zufolge der Centrifugalkraft, wie schon Newton einsah, die Form eines Umdrehungsellipsoïdes annehmen. Newton dachte sich dies folgendermaassen: Es sei die Erde fest und zwei Bohrlöcher

A und *B* von 1 cm^2 Querschnitt (Fig. 73) längs eines polaren und eines äquatorialen Halbmessers hineingetrieben. Es sei Wasser in die beiden Bohrlöcher gefüllt. Wenn die Erde sich nicht um ihre Achse drehte, so würde natürlicherweise das Wasser in den beiden im Erdmittelpunkt *O* kommunizierenden Röhren *OA* und *OB* (*B* am Pole) gleich hoch stehen.

Durch die Schwungkraft wird aber eine Flüssigkeitsschicht von 1 cm Dicke (und 1 cm^2 Durchschnitt) bei *A* um $^1/_{289}$ leichter als bei *B* ($OA = OB$). In einem Punkte *a*, der *n* mal näher dem Erdmittelpunkte als *A* liegt, wird die Centrifugalkraft *n* mal geringer sein als in *A*. In demselben Verhältnis nimmt aber auch, wie Newton zeigte (wenn die Dichte der Erde überall gleich ist, vgl. unten), die Schwere von einem cm^3 Wasser ab. Es ist also eine bei *a* befindliche 1 cm dicke Schicht um $^1/_{289}$ leichter, als eine ebenso weit von *O* belegene gleiche Schicht bei *b*. Die ganze Wassersäule *OA* wird also um $^1/_{289}$ leichter als die Wassersäule *OB*. Um diesem Unterschied entgegenzuwirken und Gleichgewicht herzustellen, muss man dann jedes Element von 289 cm Länge in *OA* mit einem von 290 cm Länge in *OB* ersetzen oder auf *OA* eine Schicht giessen, die $^1/_{289}$ der Höhe von *OA* besitzt.

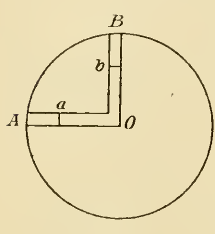


Fig. 73.

In der That stimmt diese Ableitung sehr gut mit den Resultaten der Gradmessungen. Die Übereinstimmung ist aber zufällig, weil die Entfernungen von *O* der einander kompensierenden Elemente in *OA* und *OB* nicht gleich gross sind. Zwar sollte nach Clairaut die Abplattung 1,25 mal grösser sein, als das Verhältnis der Centrifugalkraft am Äquator zur Schwere am Pole, woraus der Wert $^1/_{231}$ hervorgeht. Diese Berechnung ist aber unter Voraussetzungen gemacht, die sicherlich nicht erfüllt sind.

Veränderung der Schwere nach dem Beobachtungsort. Pendelmessungen. Um die Ungleichheit der Schwere an verschiedenen Stellen zu messen, hat man verschiedene Apparate konstruiert. Der einfachste ist das Pendel. Nach dem Pendelgesetze sind die Schwingungszeit *t*, die Länge *l* des Pendels, sein halber Schwingungswinkel φ und die Beschleunigung *g* der Schwerkraft durch die Beziehung:

$$t = \pi \sqrt{\frac{l}{g}} \left(1 + \tfrac{1}{4} \sin^2 \varphi + \dots\right)$$

verbunden. Aus dieser Formel kann man g berechnen, wenn man t und l kennt. Will man nun die örtlichen Veränderungen der Schwerkraft g kennen lernen, so braucht man nur an den verschiedenen Örtlichkeiten t zu bestimmen. l hält sich nämlich für dasselbe Pendel konstant, insofern die Temperatur sich nicht verändert. Man darf auch nur kleine Schwingungsbogen ($2\,\varphi$) verwenden, sonst ist auf der rechten Seite auf die in Klammer gesetzte Reihe Rücksicht zu nehmen. Die Änderung der Länge l mit der Temperatur wird in einem festen Observatorium ein für allemal festgestellt. Die Temperatur des Pendels in einem bestimmten Zeitmoment wird danach an einem in das Pendel eingesenkten Thermometer abgelesen. Etwas Einfluss auf die Schwingungsdauer hat auch der Luftdruck, weshalb man astronomische Uhren in Pendelkasten, die bis zu einem bestimmten geringen Luftdruck ausgepumpt sind, einsetzt.

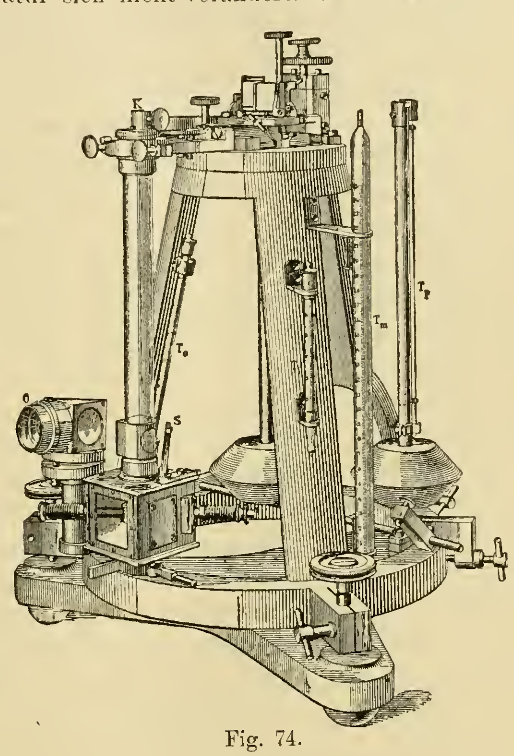


Fig. 74.

In den meisten Ländern benutzt man zu der geodetischen Ausmessung das Pendel v. Sternecks (Fig. 74). Die Linse dieses Pendels besteht aus einem aus zwei abgestumpften Kegeln zusammengesetzten schweren Stück, welches an der massiven cylindrischen Pendelstange befestigt ist. Diese ist an zwei Achatschneiden über einer mit eingelegten Achatplatten versehenen Messingplatte, die auch eine Wasserwage trägt, aufgehängt. Von der Messingplatte gehen drei solide Stativfüsse mit Stellschrauben aus. Zum Schutz gegen Luftströmungen ist der ganze Apparat unter einen Kasten gestellt. Die Pendelstange ist arretiert, solange Beobachtungen nicht angestellt werden. Die Ausschläge werden sehr gering genommen, nur einige Minuten gross, sodass die Schwingungen als vollkommen isochron betrachtet werden können. Die Grösse des an-

fänglichen Ausschlages kann nach Belieben mit Hilfe einer eigens dazu eingerichteten Anordnung genommen werden. Zur Beobachtung dienen ein Lichtspalt, Fernrohr mit Fadenkreuz und ein an den Aufhängeschneiden befestigter Spiegel. Das Bild des Lichtspaltes, worauf das Fernrohr eingestellt ist, passiert dann zweimal während jeder Schwingung an dem horizontalen Faden des Fadenkreuzes vorbei.

Um die Schwingungszeit ganz genau festzustellen, verwendet man die sogenannte Methode der Koïnzidenzen. In diesem speziellen Fall lässt man den Anker eines Elektromagneten durch Verbindung mit einem unter dem Pendel einer Sekundenuhr befindlichen Kontakt Sekunden schlagen. Der Anker ist mit einem Schirme verbunden, welcher eine feine horizontale Spalte trägt. Einmal pro Sekunde liegt diese Spalte in gerader Linie zwischen Lichtquelle und der einen Hälfte der vorhin genannten Spalte. In diesem Augenblicke blitzt eine Lichtlinie in der einen Hälfte des Gesichtsfeldes auf. Wenn nun auch das Sterneck sche Pendel eine Schwingungszeit von genau einer Sekunde besässe, so würde diese Lichtlinie immer an derselben Stelle im Fernrohr erscheinen, findet ein (geringer) Unterschied zwischen den beiden Schwingungszeiten statt, so verschiebt sich die Lichtlinie (langsam). Man bestimmt die Zeiten, in welchen die aufblitzende Lichtlinie gerade mit dem Fadenkreuz zusammenfällt. Schwingt dann das Pendel langsamer wie das Sekundenpendel und sind n Sekunden zwischen zwei solchen nach einander folgenden Koïncidenzen verstrichen, so hat das Pendel $n-1$ Schwingungen in n Sekunden vollführt. Auf diese Weise lässt sich die Schwingungszeit ausserordentlich scharf ausmessen.

Ähnlich sind die Verhältnisse, wenn das Sterneck sche Pendel, wie gewöhnlich, ungefähr doppelt so schnell schwingt, wie das Sekundenpendel der Komparationsuhr, welche in einer Sternwarte aufgestellt und durch elektrische Leitung mit dem Beobachtungsort verbunden ist.

Früher benutzte man vielfach das sogenannte Reversionspendel. Dieses besitzt zwei Schneiden, wovon die eine beweglich ist. Durch Verschiebung derselben bewirkt man, dass die Schwingungszeit sich nicht verändert, wenn man das Pendel um die eine Schneide statt um die andere schwingen lässt. Es wird in der Mechanik bewiesen, dass die Pendellänge, welche in die obenstehende Formel in diesem Falle einzuführen ist, gleich der Entfernung zwischen den beiden Schneiden zu setzen ist.

Die beiden Schneiden korrespondieren miteinander, sodass die eine das sogenannte Schwingungscentrum zu der anderen als Aufhängeachse

ausmacht. Wenn nun die beiden Schneiden unsymmetrisch zum Schwerpunkt des Pendels liegen, so übt der Luftwiderstand einen verschieden verzögernden Einfluss, jenachdem die eine oder die andere Schneide als Aufhängeachse benutzt wird. Rückt man nun die eine vom Schwerpunkt ferner liegende Schneide näher zu diesem Punkt, so muss man die andere Schneide von demselben Punkt entfernen, damit die Korrespondenz bestehen bleibt. Zuletzt kann man erreichen, dass die beiden Schneiden gleich weit vom Schwerpunkt liegen. Bessel zeigte, dass ein solches Pendel, das vollkommen symmetrisch ist, nicht nur den Vorteil bietet, dass der Luftwiderstand bei Schwingungen um die beiden Achsen gleich ist, sondern ausserdem viele andere, indem verschiedene Fehler bei der Messung leicht entfernt werden können. Eine Fehlerquelle, die darauf beruht, dass die Aufhängungsvorrichtung des Pendels in Mitschwingungen gerät, kann durch Verwendung von zwei Pendeln von gleichem Gewicht aber verchiedener Länge und deren Schwerpunkte in ähnlicher Lage zu den beiden Schneiden sich befinden, eliminiert werden.

Die Reversionspendel, welche von Defforges verwendet werden, schlagen etwa dreiviertel Sekunden. Die beiden Schneiden aus Stahl sind unverrückbar an der Pendelstange befestigt. Durch Einschrauben einer Silbermasse an das eine oder das andere Ende des Pendels kann der Schwerpunkt verschoben und damit die Schwingungszeit verändert werden, ohne dass die Symmetrie verloren geht. Dieses Pendel beweist seine Unveränderlichkeit dadurch, dass die beiden Schwingungszeiten in den beiden Fällen in einem unveränderlichen Verhältnis stehen. Bei den Sterneckschen Pendelversuchen werden mehrere Pendel zur Untersuchung mitgenommen, um wahrscheinlich zu machen, dass die einzelnen keine Veränderung erlitten haben.

Jedenfalls ist die Bestimmung der Änderung der Schwerkraft mit Hilfe von Pendelmessungen eine sehr schwierige Aufgabe, welche nur sehr geübten und mit guten Hilfsmitteln versehenen Beobachtern gelingt. Man hat sich deshalb sehr bestrebt, die Pendelmessungen durch andere zu ersetzen, wovon die wichtigsten unten erwähnt werden; jedoch, wie es scheint, bisher mit zweifelhaftem Erfolg.

Das Bathometer von W. Siemens. Die Veränderung der Schwere kann man mit Hilfe einer Federwage messend verfolgen. Eine gewöhnliche Wage kann diesen Dienst nicht leisten, weil die Gewichtsstücke ihre Schwere im selben Verhältnis ändern, wie der zu wägende Körper. Dagegen ist dies nicht mit den elastischen Kräften der Feder-

wage, welche der Schwere des zu wägenden Körpers Gleichgewicht halten soll, der Fall. Auf das Prinzip der Federwage ist die Konstruktion des Bathometers (Tiefenmessers) von Siemens begründet (Fig. 75). Es besteht aus einer langen vertikalen Stahlröhre (*t*), welche unten in einer grossen Stahldose (*D*) endet, deren Boden mit einem Wellenblech (*W*) aus Stahl geschlossen ist. Nimmt nun die Schwere zu, so wird durch den vergrösserten Druck des Quecksilbers das Wellenblech stärker hinuntergepresst wie vorhin. Demzufolge sinkt das Quecksilber in der Röhre *t*. Damit dieses Sinken nicht den Druck allzusehr vermindere und den Apparat unempfindlich mache, endet die Stahlröhre *t* auch oben in einer weiten flachen Quecksilberdose (D_1). Über das Quecksilber ist Öl geschichtet, welches seine freie Oberfläche in einem langen engen, an der Quecksilberdose befestigten mit ihr kommunizierendem, Rohr (*S*) besitzt. An einer nebenliegenden Skala wird die Lage des Ölmeniskus und damit die Schwerkraft gemessen.

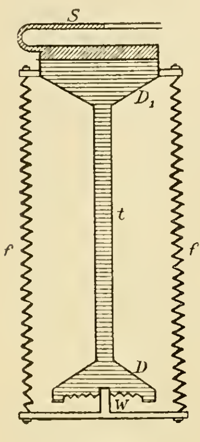


Fig. 75.

Das Instrument ist in einer Cardanischen Aufhängung montiert und muss auf genau konstanter Temperatur gehalten werden. In einigen Konstruktionen ist der Ausschlag des Instrumentes ziemlich von der Temperatur unabhängig, indem die scheinbare Zunahme des Druckes, welche von der Wärmeausdehnung des Quecksilbers und des Öls herrührt, durch die Verlängerung einiger den Wellenboden tragenden Federn (*ff*) nahezu kompensiert wird. Leider giebt diese Methode nicht die erwünschte Genauigkeit.

Das Gasvolumeter von Issel. Anstatt Federkraft kann man die Elasticität eines Gases zur Messung der Schwere benutzen. Mascart konstruierte ein U-förmiges Glasrohr, dessen einer Schenkel *V* (Fig. 76) eine abgesperrte Gasmasse, dessen anderer *H* Quecksilber enthielt, welches oben in einer horizontalen Kapillare *R* endete. Bei Zunahme der Schwere wird das Gas (einige benutzen anstatt dessen flüssige schweflige Säure, welche stark kompressibel ist) in *V* zusammengepresst und der Quecksilbermeniskus in *R* verschiebt sich nach links. Der Apparat ist gegen Änderungen des Luftdruckes und der Temperatur sehr empfindlich, weshalb Issel eine abgesperrte Gasmasse vom selben Stoff wie der in *V* befindliche und vom selben Volumen in dem an *R* luftdicht befestigten

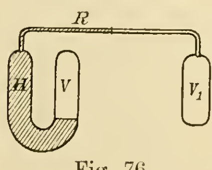


Fig. 76.

Rohre V_1 zur Kompensation einlegte. Wenn die Schwere sich nicht ändert, bleibt der Quecksilbermeniskus vom Luftdruck unabhängig. Obgleich der Einfluss der Temperatur in diesem Falle stark reduziert ist, muss man sehr genau darauf achtgeben, dass die Temperatur in V und V_1 gleich ist. Eine Differenz von 0,01° C. führt einen Fehler von einem Dreissigtausendstel mit sich.

Die Methode von Mohn. Diese Methode beruht darauf, dass man mit einem sehr empfindlichen Thermometer durch eine Siedepunktsbestimmung den wirklichen Luftdruck ermitteln kann (das Instrument wird sonst zu Höhenmessungen benutzt und deshalb Hypsometer genannt). Diese Luftdruckmessung, die auf etwa 0,03 mm (0,001° C. entsprechend) genau gemacht werden kann, braucht nicht wegen der Schwere korrigiert zu werden. Gleichzeitig liest man ein genaues Quecksilberbarometer ab. Der von diesem angegebene Druck soll mit dem am Hypsometer abgelesenen gleich sein. Beim Barometer muss zur Berechnung des Druckes ein Korrektionsfaktor angewandt werden, welcher das Verhältnis der Schwere am Beobachtungspunkt zu derjenigen an der Meeresoberfläche bei 45° Breite angiebt. Auf diese Weise kann man die Intensität der Schwere auf etwa ein Zwanzigtausendstel genau ermitteln.

Bestimmungen der absoluten Masse der Erde. Das Horizontalpendel. An einer schweren Stange PQP_1 (Fig. 77) sind an zwei Stellen P und Q Aufhängefäden befestigt, welche von den Punkten A und B gespannt sind. Der Schwerpunkt T der Stange PP_1 möge rechts von Q liegen, so wird der schwere Körper PP_1 sich so einstellen, dass sein Schwerpunkt so tief wie möglich liegt, welches eintrifft, wenn P und Q in der selben Ebene wie A und B und der von A gegen die Horizontalebene HH_1 gefällten Lotlinie AL liegt. Es entspricht dies der sogenannten bifilaren Aufhängung, bei welcher ein schwerer Körper mittelst zwei Fäden aufgehängt ist, in welchem Falle Gleichgewicht dann herrscht, wenn die beiden Aufhängefäden in derselben Ebene liegen.

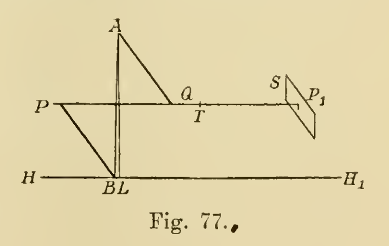


Fig. 77.

Die Empfindlichkeit ist um so grösser, d. h. die Kraft, mit welcher das Pendel zu der Gleichgewichtslage zurückgeführt wird, nachdem es daraus verschoben worden ist, fällt um so geringer aus, je näher die Punkte B und L aneinander liegen, je geringer der Abstand PQ und

die Entfernung QT genommen sind, sowie je geringer das Gewicht der Pendelstange ist. Durch Justierschrauben und Verschiebungen von kleinen Justiergewichten auf der Stange PP_1 kann man die Empfindlichkeit beinahe beliebig weit steigern. Die Torsion in den Aufhängefäden erlaubt aber nicht, eine gewisse Grenze zu überschreiten. Der Ausschlag wird an einer Skala S, gewöhnlich mit Hilfe von Spiegel und Fernrohr, abgelesen. Die Verwendung ist ähnlich derjenigen der Drehwage.

Die Drehwage ist viel einfacher wie das Horizontalpendel und giebt bessere Resultate. Im Instrumente von Cavendish (Fig. 78) sind zwei Bleikugeln a und b von 5 cm Durchmesser an den beiden Enden einer leichten (180 cm langen) Stange aufgehängt. Die Stange selbst hing an einem 100 cm langen Silberdrahte, der bei c befestigt war, von einer Stütze herab. An a und b konnten zwei grosse Bleikugeln A und B (Durchmesser 30 cm) von der Seite genähert werden.

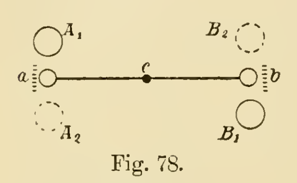


Fig. 78.

Befanden sich diese in A_1 und B_1, so zogen sie a und b an, dass die Aufhängestange, von oben gesehen (wie in der Figur), sich wie ein Uhrzeiger drehte. Der Drehungswinkel zwischen der neuen und der alten Gleichgewichtslage wurde mit Hilfe von zwei Skalen bei a und b gegenüber Marken an den Kugeln a und b bestimmt. Zur Verbesserung der Resultate wurden A und B nach A_2 und B_2 hinübergeführt und eine andere Gleichgewichtslage bestimmt. Durch besondere Bestimmungen des Trägheitsmomentes und der Schwingungszeit konnte Cavendish die Kraft ausmessen, welche einem bestimmten Drehungswinkel entspricht, welche beiden Grössen einander proportional sind. Die stärksten Störungen bei dieser Methode rührten, wie Cavendish fand, von den Luftströmungen her, welche in dem relativ grossen Holzkasten entstanden, welcher die Stange umgab. Um diesen zu entgehen, hat man bei neueren Bestimmungen teils die Dimensionen des Apparates vermindert, teils auch die Luft entfernt.

Diese ausgezeichnete Methode, die Schwere der Erde mit derjenigen einer Bleikugel zu vergleichen, gab in den Händen von Cavendish (1798) den sehr guten Wert der mittleren Dichte der Erde 5,45. Baily fand später in derselben Weise 5,67 (1841). Reich führte die Winkelmessung mit Hilfe von Spiegel und Skala aus. Er fand Werte zwischen 5,49 (1837) und 5,58 (1852). Cornu und Baille ersetzten (1870) die Bleikugeln A und B durch Glasreservoire, in welche Quecksilber hinaufgepresst werden

konnte. In dieser Weise konnten die starken Erschütterungen, welche bei der Bewegung der grossen Bleikugeln erfolgten, vermieden werden. Die Dimensionen des Apparates waren etwa ein Viertel von den früher benutzten. Sie fanden 5,50 bis 5,56.

Boys verfeinerte die Methode durch Verwendung von Quarzfäden an Stelle der Aufhängedrähte. Er reduzierte auch stark die Dimensionen des Apparates. Die Aufhängestange war nur 2,3 cm lang, die Kugeln a und b wogen je 1,3 bis 4 g, die Kugeln A und B je 7,4 kg. Er fand (1895) den Wert 5,527. Am genauesten sind wohl die gleichzeitigen Messungen von Pater Braun, welcher die Aufhängestange in nahezu luftleerem Raume aufhing. Die kleinen Kugeln a und b, welche auf einer leichten Aluminiumstange in 24,6 cm gegenseitiger Entfernung befestigt waren, wogen je 54 g, die grossen, A und B, waren mit Quecksilber gefüllte Hohlkugeln aus Gusseisen vom Totalgewicht 9,15 kg. Er fand 5,5271, wonach das Gewicht der Erde $5{,}985 . 10^{24}$ kg betragen sollte.

Die Gravitationskonstante k in der Newtonschen Formel (S. 81) erhält, wenn $\triangle = 5{,}527$ gesetzt wird, den Wert

$$k = 6{,}67 \cdot 10^{-8} \text{ c. g. s.}$$

In ähnlicher Weise fand Eötvös mit einer Drehwage, die unten beschrieben ist, die Dichte $\triangle$ der Erde gleich 5,55.

Wägungsmethoden sind in letzter Zeit sehr viel verwendet worden. Jolly belastete (1880) die zwei Schalen einer Präcisionswage mit je 5 kg und brachte eine grosse Bleikugel von 50 cm Durchmesser und 5775 kg Gewicht unter der einen Schale an, welche an 20—25 m langen Drähten aufgehängt war. Es entstand dadurch eine Gewichtsvermehrung von 0,589 mg. Jolly fand die Zahl $\triangle = 5{,}7$. Dieselbe Methode mit einigen Verfeinerungen gab (1891) Poynting die Zahl $\triangle = 5{,}49$.

In neuerer Zeit ist eine Messung nach dieser Methode von König, Richarz und Krigar-Menzel in Spandau ausgeführt worden. Sie stellten eine Präcisionswage über einen aus ziegelförmigen Stücken zusammengesetzten, 100000 kg wiegenden, Bleiklotz auf. Die Wage trug vier Schalen, zwei über, zwei unter dem Bleiklotze. Jede obere Schale war mit der einen, senkrecht unter ihr hängenden, durch Drähte verbunden. Zwei Massen von je 1 kg wurden auf eine obere und die nicht damit verbundene untere Schale gelegt. Danach wurden die Schalen gewechselt. Man fand so $\triangle = 5{,}505 \pm 0{,}009$.

Bei der Wägungsmethode wirken Luftströmungen sehr störend.

Wilsing benutzte ein Differentialpendel, d. h. ein Pendel, an dessen Stange sich zwei Linsen (kugelförmige) befinden, die eine oberhalb, die andere unterhalb der Aufhängungsschneide, sodass die Schwingungszeit sehr lang wird. Wilsing näherte (325 kg) schwere Eisencylinder einmal der oberen, ein anderes Mal der unteren Linse, und die neuen Schwingungszeiten wurden abgelesen. In anderen Versuchen maass er die neue Gleichgewichtslage, welche entstand, wenn schwere Körper zur Seite der Linsen aufgestellt wurden. Er fand $\triangle = 5{,}579$.

Die Methode der Pendelschwingungen wurde zuerst (1821) von Carlini ausgeführt. Er maass die Schwere an verschiedenen Höhen des Mont Cenis. Die Masse von Mont Cenis und diejenige der Erde beeinflussten die Schwere in verschiedener Weise an verschiedenen Stellen. Aus der Dichtigkeit des Berges berechnete er diejenige der Erde zu 4,39—4,95.

Die gleiche Methode wurde (1880) von Mendenhall an dem japanischen Berge Fusi-yama benutzt, dessen Gestalt sehr nahe einem Kegel entspricht und dessen Schwerenwirkung deshalb relativ sicher berechnet werden kann. Das Ergebnis war $\triangle = 5{,}77$.

In ähnlicher Weise fand Preston durch Messungen am Vulkanberge Habakala auf Hawai $\triangle = 5{,}13$ (1895).

Anstatt Pendelschwingungen kann man in diesem Falle die Änderung der Gleichgewichtslage des Pendels, d. h. die Lotabweichung messen. Die Methode wurde von Bouguer (1749) auf Chimborazo und nachher von Maskelyne am Berge Shehallien in Schottland (1775) angewandt. Durch Triangulation maass er die Entfernung zweier Punkte nördlich und südlich vom Berge. Daraus war es leicht, ihre Polhöhendifferenz zu berechnen. Diese wurde nun in gewöhnlicher Weise bestimmt und grösser gefunden. Dies rührt davon her, dass die Lotlinien nicht gegen den Mittelpunkt der Erde, sondern gegen einen zufolge der Wirkung des Berges höher liegenden Punkt gerichtet sind. Aus dem Unterschied der beobachteten Polhöhendistanz und der berechneten, sowie der Grösse und Dichte des Berges, lässt sich die Dichte der Erde berechnen. Maskelyne fand den Wert 4,7. In neuerer Zeit haben James und Clarke ähnliche Messungen am Berge Arthurs Seat bei Edinburgh ausgeführt (1856). Sie fanden $\triangle = 5{,}32$.

An diese Messungen erinnern stark diejenigen von Berget, welcher Wasser in einen Teich einfüllte oder abliess. Für die Messung verwendete er ein Instrument von Mascart (vgl. S. 246). Er fand $\triangle = 5{,}41$.

Messungen in Schachten. Newton erwies in folgender einfachen Weise, dass bei einer Messung unter der Erdoberfläche die über dem Beobachtungspunkte liegenden Schichten nicht auf die Schwere einwirken. Denken wir uns eine dünne Kugelschale (Fig. 79) zwischen zwei konzentrischen Kugelflächen eingeschlossen. Wir wollen beweisen, dass die Einwirkung dieser Kugelschale auf einen in ihr befindlichen schweren Punkt (O) Null ist. Nehmen wir ein kleines Stück AB auf der Oberfläche der Kugel und ziehen gerade Linien nach O von dem Rande der AB einschliessenden Kurve, so begrenzen diese durch eine ähnliche Kurve ein Stück CD auf der anderen Seite der Kugeloberfläche. Der Winkel, welchen die Flächenstücke AB und CD mit dem Radiusvektor aus O bilden, ist für beide gleich (α), nachdem eine beliebige Sehne AD den gleichen Winkel mit den beiden Seiten des durch sie gelegten grössten Kreises der Kugel bildet. Da nun AB als sehr klein vorausgesetzt wird, so kann dieser Winkel übrigens als für alle Sehnen gleich (α) angesehen werden. Die Volumina der beiden unter AB und CD belegenen Stücke der Kugelschalen verhalten sich wie ABd zu CDd, worin d die Dicke der Kugelschalen bedeutet. Da nun weiter AB und CD den gleichen Winkel mit dem Radiusvektor aus O einschliessen, so verhalten sich die Flächen AB zu CD, wie die Quadrate der Radiivektoren OA bezw. OD.

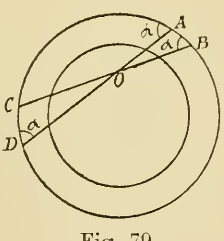


Fig. 79.

Die beiden Massen der Kugelschalenstücke verhalten sich demnach ebenso, und da die Schwerenwirkung der Masse direkt und dem Quadrate der Entfernung umgekehrt proportional ist, so wird die anziehende Wirkung der beiden Stücke AB und CD gleich aber entgegengesetzt gerichtet. Mit anderen Worten, die beiden Anziehungen heben einander auf. In derselben Weise beweist man, dass alle Teile der Kugel, welche weiter entfernt von dem Mittelpunkt der Kugel liegen als der Punkt O, keine Schwerenwirkung in O ausüben.

Airy machte nun Pendelversuche in einem 300 m tiefen Schacht einer Kohlengrube zu Harton (1854), ebenso wie an der Tagöffnung dieses Schachtes. Er kam zu dem eigentümlich erscheinenden Resultat, dass die Schwere mit der Tiefe zunimmt. Man könnte nämlich nach Newtons Ableitung vermuten, dass, da das Volumen der einwirkenden Masse proportional der dritten Potenz der Entfernung von dem Erdmittelpunkte und die Schwerenwirkung der zweiten Potenz derselben Entfernung umgekehrt proportional ist, die ganze Wirkung, d. h. die Schwere dieser Entfernung

proportional wäre. Dies setzt aber voraus, dass die Dichte überall im Erdkörper gleich ist, was nicht zutrifft. Die mittlere Dichte der Erde beträgt nach den zuverlässigsten Messungen etwa 5,527, die Dichte an der Oberfläche (der verschiedenen Bergarten) wird zu etwa 2,6 an der festen Erdkruste und etwa 1,04 an der Oberfläche des Meeres geschätzt.

Diese Zunahme der Dichte mit der Tiefe bewirkt es, dass die Schwere anfangs nach unten zunimmt. Airy schätzte aus der Dichte der Kohlenlager, die oberhalb dem Beobachtungsorte lagen, die Dichte der Erde zu 6,56. Aus neueren Bestimmungen haben Haughton die Zahl 5,48, Schmidt 4,84 abgeleitet. Diese Methode giebt demnach sehr unsichere Resultate, wie man auch wegen der Schwierigkeit, die Dichte der oberhalb des Beobachtungspunktes liegenden Schichten zu schätzen, erwarten kann.

v. Sterneck hat dieselbe Methode in dem etwa 1000 m tiefen Schacht von Přibram benutzt, er fand △ zwischen 5,71 und 5,81 (Mittel 5,77) wechselnd (1883). Ähnliche Messungen in den Schächten von Freiberg (1885) ergaben ihm mit der Tiefe stark ansteigende Werte von △ zwischen 5,66 und 7,60. Dieser Umstand scheint die Anwesenheit einer sehr stark störenden Lokalwirkung (vgl. weiter unten) anzuzeigen. Diese störenden Einflüsse, welche man nie berechnen kann, machen alle Bestimmungen der Erddichte, welche durch Vergleichung mit der Dichte von Erdschichten erhalten wurden, in hohem Grade unsicher.

Die Zunahme der Schwere mit der Tiefe. Aus den erwähnten Messungen im Přibramer Schachte hat v. Sterneck geschlossen, dass die Schwere mit der Tiefe anfangs zunimmt, und zwar so, dass sie in einer Tiefe von 991 m 10,000885 mal grösser als an der Erdoberfläche ausfällt. Diese Zunahme dauert nur bis zu einer gewissen Tiefe, denn am Erdmittelpunkte ist die Schwere Null. Man schätzt, dass die Schwere ihr Maximum, das um etwa 5 Proz. den Wert an der Erdoberfläche übersteigen dürfte, in einer Entfernung von etwa 0,82 Erdradien vom Mittelpunkt der Erde erreicht.

Die hohe mittlere Dichte der Erde nötigt zur Annahme, dass das Erdinnere aus ganz anderen Bestandteilen als die Erdkruste (Silicate, Carbonate) besteht. Ein genügend hohes specifisches Gewicht besitzen nur wenige Verbindungen von relativ seltenen Elementen; Blei, Quecksilber und Jod sind darunter die gewöhnlichsten. Da diese nicht wohl in nennenswerter Menge im Erdinnern vorkommen können, wird man zu dem Schluss geführt, das Erdinnere bestehe hauptsächlich aus metalli-

schen Körpern, und zwar vorzugsweise Eisen und damit verwandten Metallen. Dafür spricht die grosse Rolle, welche das Eisen in kosmischen Beziehungen, z. B. der Zusammensetzung der Meteorite und der Sonne spielt. Weiter deuten die eruptiven Eisenmassen auf der grönländischen Disco-Insel und die erdmagnetischen Verhältnisse darauf hin. Das specifische Gewicht des Eisens ist 7,8 in festem, 6,6 in geschmolzenem Zustande. Der grössere Teil der Erde bestünde demnach aus Eisen (und verwandten Metallen), der kleinere aus den Materialien der Erdrinde.

Die mittlere Dichte der Erdkruste (vom Wasser abgesehen) wird zu etwa 2,6 geschätzt. Über die Dichte der tieferen Schichten ist sehr schwer etwas auszusagen, nur muss sie im Mittel bedeutend grösser sein, nachdem die mittlere Dichte der Erde 5,53 erreicht. Man hat Formeln gegeben, um die mittlere Dichte in einer bestimmten Tiefe zu berechnen. Diese sind natürlicherweise sehr hypothetisch, sie führen zu der Annahme, dass ebenso, wie die Dichte an der Oberfläche etwa halb so gross ist, wie die mittlere Dichte der Erde, so auch diese an ihrer Seite etwa halb so gross ist, wie die Dichte am Mittelpunkt der Erde.

Änderung der Schwere mit der Höhe. Jolly benutzte zu den betreffenden Messungen seine oben erwähnte Wage, deren Schalen in verschiedener Höhe lagen. Gewichte von 5 kg wurden auf die beiden Schalen gelegt und äquilibriert. Danach wurde das Gewicht auf der tieferen Schale hinaufgenommen und ganz nahe am Wagebalken angehängt. Der Höhenunterschied betrug etwa 21 m. Nach der Verschiebung musste man 32 mg mehr zum verschobenen Gewicht hinlegen, um wieder Gleichgewicht zu erhalten.

Wenn nun die Entfernungen von dem Mittelpunkt der Erde in den beiden Fällen R und $R+h$ sind, so müssen sich die Schweren desselben Körpers in den beiden Fällen verhalten wie:

$$\frac{G_1}{G} = \frac{R^2}{(R+h)^2} = 1 - \frac{2h}{R}.$$

Da nun G_1 das Gewicht an der Erdoberfläche (in der tieferen Lage) 5 kg $= 5.10^6$ mg beträgt, R (der Erdradius) 6370000 m und h 21 m. lang sind, so wird $G = (5.10^6 - 33)$ mg. Das heisst, in der höheren Lage wiegt der 5 kg schwere Körper 33 mg weniger als in der tieferen Lage, was gut mit der Erfahrung übereinstimmt.

In einer Höhe von 3 km wird die Schwere um 0,1 Proz. geringer sein als an der Erdoberfläche, und sonst ist die Gewichtsabnahme der

Höhe sehr nahe proportional. Diese Abnahme gilt für frei in der Luft gelegene Punkte, wie Luftballons oder Türme etc.

Dagegen ist die Formel für eine Hochebene nicht giltig, weil daselbst die Wirkung der darunterliegenden Gebirgsmasse dazukommt.

Es sei h die Dicke einer solchen Gebirgsmasse (die Höhe über dem Meeresniveau). Man kann dann die Wirkung folgendermaassen berechnen (Fig. 80). Wie vorhin, wird es erwiesen, dass die Wirkung der Teile AB und CD einer Kugelschale (von gleichmässiger Dichte) auf einen ausserhalb der Kugelschale belegenen schweren Punkt gleich gross ist, wenn AB und CD von derselben konischen Fläche abgeschnitten werden, deren Spitze in O liegt. Die Wirkung der Kugelkalotte $MABM_1$ wird demnach ebenso gross sein wie diejenige der Kalotte $MCDM_1$. Wird nun O immer näher zur Oberfläche geschoben, so wirken schliesslich nur die in ihrer nächsten Nähe liegenden Teile des Gebirgsmassives, die weiter entfernten wirken nach horizontalen Linien, tragen also nichts zur vertikal gerichteten Schwere bei. Die Wirkung des Gebirgsmassives wird also gleich derjenigen der oberen Kalotte sein und halb so gross wie die Wirkung einer die ganze Erde umgebenden Hohlkugel von der Dicke h und derselben Dichte $\triangle'$, wie das Gebirgsmassiv. Die Masse (G) einer solchen Hohlkugel wäre aber $G_1 = {}^4/_3\, \pi \left\{(R+h)^3 - R^3\right\} \triangle'$, diejenige ($G_1$) der Erde dagegen $G = {}^1/_3\, \pi R^3 \triangle$, wenn $\triangle$ die mittlere Dichte ist. Da weiter die Wirkungen von Kugeln und Hohlkugeln gerade so ist, als wären ihre ganzen Massen in ihre Mittelpunkte verlegt, und diese für beide gemeinsam sind, so werden die Anziehungen der beiden Körper auf einen schweren Körper an der Oberfläche der Hohlkugel sich verhalten wie:

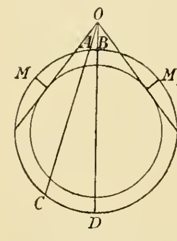


Fig. 80.

$$G_1 : G = \left\{(R+h)^3 - R^3\right\} \triangle' : R^3 \triangle = 1 + \frac{3h}{R} \frac{\triangle'}{\triangle}.$$

Da nun der Berg eine halb so grosse Einwirkung besitzt, wie die erwähnte Hohlkugel, so wird die Schwere G_2 auf dem Hochplateau in der Mereshöhe h sich zu derjenigen (G_o) an der Meeresoberfläche verhalten wie:

$$\frac{G_2}{G_o} = \left(1 - \frac{2h}{R}\right) \left(1 + \frac{3h}{2R} \frac{\triangle'}{\triangle}\right).$$

Da nun $\triangle'$ nahezu die Hälfte von $\triangle$ beträgt, so können wir schreiben:

$$\frac{G_2}{G_0} = \left(1 - \frac{2h}{R}\right)\left(1 + \frac{3}{4}\frac{h}{R}\right) = \left(1 - \frac{5}{4}\frac{h}{R}\right).$$

Der Ausdruck in der ersten Klammer bezieht sich auf die Verminderung der Schwere zufolge der Entfernung vom Erdmittelpunkte, derjenige in der zweiten Klammer auf die Zunahme der Schwere zufolge der Wirkung des Bergmassivs. Die Totalwirkung giebt, wie ersichtlich, eine Abnahme der Schwere mit steigender Höhe.

Die obenstehende Formel (von Bouguer) wird dazu benutzt, um Schwerenmessungen zur Meeresoberfläche zu reduzieren.

Aus der vorletzten Formel ersieht man, dass, wenn man eine sehr weitgehende Aushöhlung in der Erde unter dem Beobachtungspunkte zu einer Tiefe von 1000 m zustande brächte, die Schwere um $\triangle' : 235$ Prozent, oder wenn für die Oberflächenschicht $\triangle' = 2{,}6$ wäre, um $^1/_{90}$ Proz. abnehmen würde. Da die Schwere durch die Beschleunigung der Schwerkraft, $g = 980$ cm, gemessen wird, so entspricht eine Aushöhlung oder einem sogenannten Massendefekt von 1000 m einer Abnahme in g von 0,11 cm. Man kann auf diese Weise die Abweichung der gemessenen Schwere von einem berechneten Wert so ausdrücken, dass diese Abweichung einem Massendefekte oder einem Massenüberschusse von einer bestimmten Dicke entspricht.

Änderung der Schwere mit der geographischen Breite. Aus dem vorhin Gesagten fanden wir, dass zufolge der Achsenumdrehung der Erde die Schwerkraft am Pole diejenige am Äquator um $^1/_{290}$ übersteigt. Zu diesem durch die Centrifugalkraft verursachten Unterschied kommt noch einer, der davon herrührt, dass der Erdmittelpunkt weiter (6377,4 km) vom Äquator als von den Polen (6355,6 km) entfernt ist. Wenn die schwere Masse ebenso wirkte, wie wenn sie in den Mittelpunkt verlegt wäre, so würde der diesbezügliche Unterschied nicht weniger als $^1/_{147}$ betragen. Dieser Wert ist aber beinahe viermal zu gross; der Unterschied erreicht nach genauer Rechnung nur den Wert $^1/_{552}$. Danach wäre, falls g_{90} den Wert der Beschleunigung der Schwere am Pole darstellt, g_φ den entsprechenden Wert an der geographischen Breite φ bezeichnet:

$$g_\varphi = g_{90}\,(1 - \tfrac{1}{290}\cos^2\varphi)\,(1 - \tfrac{1}{552}\cos^2\varphi) = g_{90}\,(1 - \tfrac{1}{191}\cos^2\varphi).$$

Man kann nun, anstatt der Beschleunigung der Schwere g_φ, die Länge des Sekundenpendels d_φ angeben, welche nach der Pendelformel mit g_φ durch folgende Relation verknüpft ist:

$$l_\varphi = g_\varphi : \pi^2 = 0{,}10129\, g_\varphi \,.$$

Diese Länge haben verschiedene Forscher bestimmt, als Mittelzahl hat Broch daraus berechnet:

$$\frac{l_\varphi}{l_{45}} = \frac{g_\varphi}{g_{45}} = (1 - 0{,}00259 \cos 2\,\varphi)\;(1 - 196.10^{-9}\,h),$$

worin h die Höhe in Metern über die Meeresoberfläche bedeutet. In diese Formel wäre einzusetzen

$$g_{45} = 980{,}635 \;\text{cm/sek.}^2 \quad l_{45} = 99{,}329 \;\text{cm}.$$

Die Schwerkraft, bezogen auf diejenige bei 45° Breite wäre danach für:

	Seehöhe			Seehöhe	
Amsterdam . .	4 m	1,000483	London . . .	5,5 m	1,000582
Athen	120	0,999347	Lissabon . . .	95	0,999417
Batavia . . .	8	0,997468	Madrid . . .	663	0,999457
Berlin . . .	35	1,000664	Melbourne . .	30	0,999353
Bern	572	1,000064	München . . .	525	1,000181
Boston . . .	38	0,999753	Newyork . . .	56	0,999605
Breslau . . .	118	1,000526	Paris	64	1,000333
Brüssel . . .	19	1,000522	Pest	70	1,000211
Christiania . .	23	1,001284	Petersburg . .	20	1,001287
Dublin . . .	16	1,000745	Quebec . . .	70	1,000149
Edinburgh . .	71	1,000952	Rio de Janeiro	64	0,998182
Hamburg . .	7	1,000760	Rom	53	0,999710
Helsingfors . .	16	1,001305	Stockholm . .	20	1,001239
Kairo	29	0,998702	Warschau . .	110	1,000624
Konstantinopel	50	0,999630	Wien	150	1,000260
Kopenhagen .	10	1,000942	Zürich . . .	470	1,000123

Anstatt der letzten Formel auf S. 255 kann man ebenso gut schreiben:

$$g_\varphi = g_0\,(1 + \tfrac{1}{191}\sin^2\varphi) = g_{45}\,(1 - \tfrac{1}{382}\cos 2\,\varphi),$$

wenn g_0 die Schwere am Äquator g_{45} diejenige unter dem 45. Breitegrade darstellt.

Resultate der Schwerenmessungen. Schon durch Messungen der Lotabweichungen hatte man die Anziehung von grossen Gebirgsmassen konstatiert. Diese Anziehung macht sich überall in der Nähe von grösseren Gebirgsstöcken geltend. Sie kann, je nach der Lage der

Felsen, sowohl positiv wie negativ sein. Positiv wird die Abweichung genannt, wenn die am Ort beobachtete Breite grösser ist als die aus der geographischen Lage berechnete. Die Harzgegend zeigt recht grosse positive Lotabweichungen; so z. B. am Brocken + 9,44″, in Ilsenburg + 11,11″, dagegen südlicher gelegene Stellen negative, so z. B. bei Mühlhausen i. Th. — 4,00″, bei Tettenborn — 4,84″. Noch grössere Lotabweichungen kommen in der Schweiz und im Kaukasus vor, so z. B. zu Chaumont 17,80″, in Wladikawkas, nördlich vom Kaukasusgebirge 35,8″, in Duschet, südlich davon, 18,3″.

Bisweilen können die Bergmassen nicht nur nicht anziehend, sondern sogar scheinbar abstossend wirken. Es sieht demnach so aus, als ob die Bergmassen nichts wiegen würden, sondern unter ihnen im Erdboden grosse Löcher befindlich wären. Man sagt dann, dass an der betreffenden Stelle ein Massendefekt sich vorfindet. Solche Defekte sind durch Lotabweichungen an mehreren Stellen konstatiert, wie in der Nähe von Moskau, an einigen Stellen im Kaukasus u. s. w.

Viel ergiebiger sind die Pendelmessungen gewesen, welche besonders in den Alpenländern ausgeführt sind. Man erhielt da grosse Abweichungen von den nach der Brochschen Formel berechneten Werten von g, und zwar meist negative, so z. B. bei Innsbruck — 0,121 cm, was einem Massendefekte einer Rinde von der Dicke 1100 m und der Dichte 2,6 entspricht. Massenüberschüsse kommen dagegen in der norddeutschen und in der lombardisch-venetianischen Ebene vor. Andere Massendefekte sind für den Schwarzwald und die indischen Gebirgsgegenden nachgewiesen. Dagegen giebt die Beobachtung auf isolierten Inseln grössere Werte der Schwere als die berechneten.

Als Beispiel, wie die Abweichungen der Pendelschwingungszeiten von den für dieselbe Breite berechneten Werten, durch Annahme von Massendefekten oder Massenüberschüssen erläutert werden können, möge folgendes Profil (nach Galle) betreffs der Intensität der Schwere längs dem Meridian Schneekoppe-Kolberg reproduziert werden (Fig. 81 S. 261).

Der obere Teil giebt das Höhenprofil nach der beigegebenen Skala. Der untere Teil der Zeichnung stellt die Dicke der an der Erdoberfläche der betreffenden Stelle anzubringenden Schicht von der Dichte des vorhandenen Erdbodens, welche genügen würde, um die beobachtete Abweichung zu erklären. Wo Massenüberschüsse vorkommen, ist die Zeichnung schraffiert, wo Massendefekte anzunehmen sind, ist die Zeichnung weiss gelassen. Die Dicke wird durch die Entfernung zwischen den

zwei stark gezeichneten symmetrisch liegenden Linien und in derselben Skala wie das obere Profil wiedergegeben.

Wie wir oben gesehen haben, beschleunigt ein unterhalb des Beobachtungsortes gelegenes Bergmassiv die Schwingungen des Pendels. In entgegengesetzter Richtung wirkt die Abnahme der Schwere mit der Höhe. Zur Berechnung wegen dieser Umstände einzuführenden Korrektion (vgl. S. 254), ist die Formel von Bouguer gegeben. Mit Hilfe dieser Formel kann man die Beobachtungen wegen der Höhe über der Meeresoberfläche korrigieren, wie dies von den meisten Beobachtern gethan wurde. Einige wollen aber die Korrektion wegen der Einwirkung des Bergmassivs nicht einführen, nachdem mehrere auf diese Weise korrigierte Beobachtungen aus dem Himalaya sehr starke negative Anomalien aufwiesen, welche Anomalien teilweise oder gänzlich (z. B. für die 4700 m hohe Station More) verschwinden würden, wenn man die Wirkung des Bergmassives gleich Null setzen würde. Indessen hat diese Meinung nicht gesiegt. Helmert hat sogar die Beobachtungen auf eine Niveaufläche 21 km unter der Meeresoberfläche (der sogenannten Kondensationsfläche) zurückgeführt.

Um die genannten Abweichungen, sowohl die Massendefekte wie die zu grosse Schwere auf Inseln, zu erklären, hat man mehrere Hypothesen aufgestellt, von denen jedoch bisher keine allgemeine Anerkennung gefunden hat. Die Massendefekte der Gebirgsketten sollten z. B. davon herrühren, dass ihr Baumaterial leichter wäre als das flüssige Erdinnere und dass sie, ungefähr wie Eisberge im Meere, auf dem flüssigen Erdinnern schwimmen würden, worin ihr Unterteil tief hineinragen sollte. Diese Anschauung lässt sich schwer zur Erklärung der positiven Abweichung auf oceanischen Inseln verwenden. Vielmehr hat Faye zur Erklärung derselben die Hypothese aufgestellt, dass die Erdkruste unter dem Meeresboden viel dicker ist als unter dem Festland. Dazu sollte die niedrige Temperatur (etwa + 1° C.) des Wassers am Meeresboden in der Länge der Zeit geführt haben. Da aber, wie wir unten sehen werden, das Temperaturgefälle in der Erdkruste etwa 3° C. pro 100 m beträgt, und der Meeresboden nicht mehr als etwa 20° kälter als die angrenzende Landesoberfläche ist, so kann man nicht wohl annehmen, dass die Erdkruste unter dem Meere in Dicke diejenige unter dem Festlande mit mehr als etwa 1 km übertrifft. Dieser Dickenunterschied könnte sogar nicht ausreichen, um die etwa 2,5 mal geringere Schwerenwirkung des Wassers als des festen Erdbodens zu kompensieren.

Man hat denn auch angenommen, dass die Festlandmassive wegen ihrer Schwerenwirkung das Meereswasser zu sich ziehen würden. Ganz besonders würde dies an Küstenstrecken stattfinden, welche steil in das Meer hinuntertauchen, wie z. B. an der Westküste von Südamerika. Dadurch würde die Meeresoberfläche in der Mitte des Oceans viel näher dem Erdmittelpunkt liegen als an seinem Rande, und infolgedessen würde die Schwere auf den oceanischen Inseln viel grösser sein als an der Küste. Die Erfahrung zeigt aber, dass auch bedeutende Bergmassen in einer Entfernung von mehr als etwa 6 km keine nennenswerte Schwerenwirkung ausüben. Eine Insel, welche, wie Hawaï, eine Länge von gegen 100 km besitzt, oder eine Inselgruppe, wie die Sandwichinseln (über 16000 km^2), würde demnach nicht viel anders wie ein Kontinent wirken. Trotzdem kommen gerade auf diesen Inseln ausserordentlich grosse Abweichungen vor. So z. B. ist auf Hawaï die Schwere um 0,03 Proc., an der Spitze des Vulkans Mauna Kea (4000 m) um 0,07 Proc. zu gross, wobei jedoch keine Korrektion wegen des Bergmassivs eingeführt ist. Zur Erklärung der erstgenannten Differenz müsste man annehmen, dass das Meer bei Hawaï etwa 1000 m tiefer liegen würde als an der Küste des Kontinents. Der grosse Wert der Schwere auf dem Mauna Kea zeigt keine Massendefekte an. Auch die Hypothese von Faye zeigt sich hier untauglich. Die Erdkruste ist nämlich in der Nähe von Vulkanen nicht als sehr dick, sondern umgekehrt als relativ dünn anzunehmen (vgl. weiter unten). Auffallend ist auch, dass auf dem nördlichen Eismeer, unter welchem die Erdkruste wohl relativ dick sein müsste, nach den Messungen der Fram-Expedition unter Nansen, die Schwere keine Abweichung von der Berechnung zeigt, bei welcher man die Clairaut-Laplaceschen Formeln benutzt:

$$\frac{g_{pol} - g_{aeq}}{g_{aeq}} = \tfrac{5}{2}\, m - e; \quad g_\varphi = g_{aeq} + (g_{pol} - g_{aeq}) \sin^2\varphi,$$

worin m das Verhältnis, $\frac{1}{289}$, der Centrifugalkraft am Äquator zu der Schwere daselbst und e die Excentricität des Erdsphäroïdes darstellt. g_φ ist die Schwerkraft an der Meeresoberfläche an der geographischen Breite φ. Nach Helmerts Berechnung ist an der Meeresoberfläche $g_{45} = 980{,}5966$ cm/sek.^{2}, woraus $g_{pol} = 983{,}136$, $g_{aeq} = 978{,}057$.

Als Beispiele mögen folgende Messungen angeführt werden. Die Abweichung $\Delta = beob.\text{-}ber.$ ist für Greenwich gleich Null gesetzt.

Küstenstationen	g	$\varDelta$
Nordsee, Dünkirchen	981,231	+ 0,005
„ Greenwich .	981,264	0
„ Lihons . .	981,117	— 2
„ Leith . . .	981,681	+ 35
„ Hamburg .	981,406	+ 46
„ Leyden . .	981,318	— 3
Toulon	980,531	+ 10
Marseille	980,551	+ 14
Nizza	980,618	+ 32
Barcelona	980,397	+ 30
Alger	980,008	+ 47
Ajaccio	980,454	+ 40
Port-Vendres . . .	980,515	+ 18
Philippeville . . .	980,022	+ 41
Bastia	980,575	+ 93
Corte (605 m) . . .	980,504	+ 56
Lipari	980,245	+ 135
Formentera (203 m) .	980,213	+ 86
Capri (95 m) . . .	980,364	+ 169
Bari	980,411	+ 164
Eismeer, Spitzbergen	983,181	+ 88
Süd-Shetland . . .	982,279	+ 88
Cap Horn	981,676	+ 39
Staaten-Eiland . . .	981,613	+ 68
Indien, Punud . . .	978,174	— 67
„ Kudankolam	978,177	— 52
„ Allepy . . .	978,243	— 22
„ Mangalore .	978,311	— 68
„ Madras . .	978,387	— 71
„ Cocanada . .	978,524	— 36
„ Calcutta . .	978,853	— 26
Melbourne, Austr. .	979,969	+ 15
Insuläre Stationen		
Sanct Thomas . . .	978,297	+ 176
Fernando do Norunha	978,344	+ 192
Ascension	978,372	+ 150
St. Helena	978,736	+ 225
Ualan, Carolinen . .	978,452	+ 283
Guam, Ladronen . .	978,599	+ 197
Bonin-Inseln . . .	979,513	+ 326
Ile de France (Mauritius)	978,959	+ 224
Mauwi, Hawaï-Inseln	978,959	+ 183
Mauna Kea „ (3981 m)	978,994	+ 280
Waihihi, „ . . .	979,023	+ 222
Honolulu, „ . . .	979,059	+ 257
Kontinentalstationen		
Clermont (400 m) . .	980,696	— 63

Kontinentalstationen	g	$\varDelta$
Lyon (286 m) . . .	980,747	— 0,003
Pic du Midi (2877 m)	980,406	— 98
Montlouis (1620 m) .	980,370	— 97
Paris (60 m)	980,980	+ 37
Madrid (662 m) . .	980,151	— 32
Berlin (38 m) . . .	981,312	+ 43
Strassburg (143 m) .	980,944	+ 23
München (529 m) . .	980,850	— 31
Genf (405 m). . . .	980,677	— 28
Trafoi, Tyrol (1541 m)	980,570	— 167
Landeck, „ (794 m)	980,790	— 154
Rom (59 m)	980,373	+ 56
Wien (183 m) . . .	980,913	+ 26
Budapest (122 m) . .	980,887	+ 64
Warschau (109 m) .	981,224	— 20
St. Petersburg (8 m) .	981.880	— 10
Moskau (142 m) . .	980,944	+ 23
Tiflis (471 m) . . .	980,32	— 79
Taschkent (400 m) .	980,25	— 199
Bokhara	980,20	— 19
Uzun Ada	980,07	— 139
Constantineh, Algier (655 m)	979,877	— 52
Médeah, Algier (930 m)	979,888	— 32
Uled Rhamun, Algier (687 m)	979,903	— 9
Batna, Algier (1050 m)	979,732	— 126
El Kantara, Algier (525 m)	979,695	— 135
Biskra, Algier (137 m)	979,701	— 98
Laghouat, Algier (755 m)	979,564	— 148
Chicago (165 m) . .	980,375	— 30
Salt Lake City (1288 m)	980,050	— 262
Denver, Col. (1645 m)	979,983	— 252
M:t Hamilton (1282 m)	979,916	— 94
More, Indien (4696 m)	979,169	— 498
Mussoori, „ (2109 m)	979,306	— 136
Dehra, „ (683 m)	979,224	— 208
Nojli, „ (269 m)	979,398	— 106
Kuhana, „ (247 m)	979,280	— 89
Datairi, „ (218 m)	979,262	— 48
Usira, „ (247 m)	979,147	— 31
Kalianpur, „ (538 m)	978,950	— 31
Badgaon, „ (542 m)	978,728	— 40
Somtana, „ (522 m)	978,627	— 46
Bangalore, „ (950 m)	978,304	— 81
Mallapatti, „ (88 m)	978,233	— 31

Stationen, bei welchen die Höhe nicht in Klammern angegeben ist, liegen nahe an der Meeresoberfläche. Die angegebenen g-Werte sind nach der Bouguerschen Formel (S. 254) korrigiert.

Wie aus dieser Zusammenstellung nach Bourgeois ersichtlich, ist die Abweichung an der Nordsee nahezu gleich Null (offenbar weil Greenwich ganz nahe daran liegt), dagegen geben die Stationen am Mittelmeer etwas positive, diejenigen an der ostindischen Küste etwas negative Abweichung. Diese negative Abweichung steigt im Innern des Landes gegen den Himalaya hin, wo sie gegen — 0,5 cm erreicht. Die grössten po-

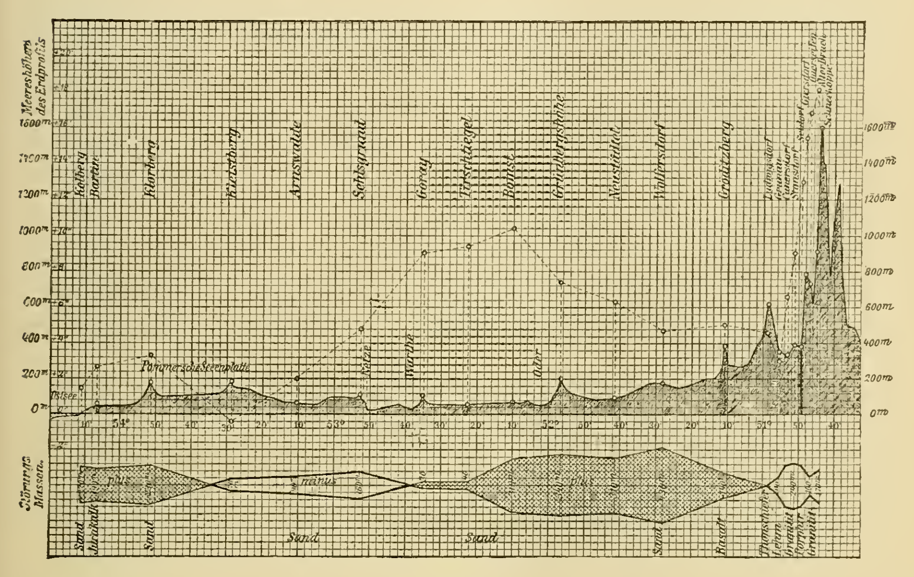


Fig. 81.

sitiven Abweichungen kommen auf Inseln im Grossen Ocean (Bonin-Inseln 0,326 cm, Hawaï 0,25 cm) vor. Danach kommen die Inseln im Indischen Ocean (Mauritius 0,22 cm) und im Süd-Atlant (St. Helena 0,225 cm). Recht grosse negative Abweichungen zeigen, ausser den Stationen im Himalaya, diejenigen in Transkaspien (Taschkent 0,2 cm, Uzun Ada 0,14 cm) und noch mehr die hoch gelegenen Stationen auf dem nordamerikanischen Kontinent (Salt Lake City 0,26, Denver 0,25 cm). Die grössten Abweichungen auf dem europäischen Kontinent (Trafoi und Landeck) erreichen nur etwa 0,16 cm.

Diese Beobachtungen sind von solcher Wichtigkeit, dass in den verschiedenen Ländern die geodätischen Institute und die wissenschaft-

lichen Gesellschaften Organisationen eingerichtet haben, wodurch die Intensität der Schwerkraft nach einem gemeinsamen Plan an verschiedenen Punkten der Erde gemessen werden soll.

Messungen von Eötvös. Wie oben angegeben, hat Eötvös die Beobachtungen mit der Drehwage zu einer sehr hohen Vollendung und Empfindlichkeit getrieben. Die schweren Massen von etwa 25 g Gewicht sind dabei an den Enden eines 40 cm langen leichten Messingrohres befestigt, welches an einem 0,04 mm dicken Platindraht in einer messingenen Dose von 5—10 mm innerer Höhe aufgehängt ist. Das eine Gewicht kann auch an einem (55 cm langen) Draht aufgehängt werden. Die Dose schützt gegen Luftströmungen, elektrische und thermische Störungen. Der Platindraht ist oben in einer metallenen Röhre befestigt, und seine Drehung kann mit Spiegel und Skala abgelesen werden. Die ganze Dose kann mit einer Schraube um ihre Achse gedreht werden. Die Schwingungszeit des Pendels ist 600—1200 Sekunden. Mit diesem Instrument kann man die Änderung der Komponenten der Schwerkraft in horizontaler Richtung messen. Die betreffenden Bestimmungen können sowohl mit Hilfe von Ablenkungen der Röhre aus ihrer Gleichgewichtslage wie von Schwingungsversuchen ausgeführt werden.

Die Drehwage von Eötvös kann so empfindlich gemacht werden, dass, wenn sie 1 m von der Meeresküste aufgestellt wäre, eine Steigung des Meeres um 1 mm sich durch eine Ablenkung von einer halben Bogenminute kundgeben würde. Mit dieser Drehwage hat Eötvös die Fortsetzung von Felsen unter der Erde wahrscheinlich gemacht.

Das Geoïd. Geoïd nennt man diejenige Oberfläche, welche das Meer der Erde bildet und welche unter den Kontinenten fortgesetzt gedacht werden kann.

Von der Potentialtheorie übernehmen wir den Satz, dass die Richtung der Kraft immer auf den Äquipotentialflächen senkrecht steht. In einer Flüssigkeitsmasse, die nur der Schwere unterworfen wäre, würden die Kraftlinien alle nach dem gemeinsamen Schwerpunkt gerichtet sein und infolgedessen die Äquipotentialflächen kugelförmig verlaufen. Die Meeresoberfläche stellt sich auch senkrecht auf die Komponente der wirkenden Kräfte. Sie ist eine Niveaufläche und die Äquipotentialflächen werden aus Analogie häufig als Niveauflächen bezeichnet.

Wenn nur die Schwere wirkte, so wäre das Potential in einem Punkte:

$$V = k\int\frac{dm}{r},$$

worin k die Gravitationskonstante bedeutet, dm einen Massenteil der Erde und r die Entfernung dieses Massenteiles zum betreffenden Punkte. Die Integration wäre auf die ganze Erdmasse auszudehnen.

Zu den von der Schwere herrührenden Kräften kommen in diesem Falle die von der Centrifugalkraft stammenden hinzu. Wenn ein Körper sich um eine Drehungsachse dreht, so besitzt die Centrifugalkraft in der Entfernung ϱ von der Achse, pro Masseneinheit den Wert:

$$f = \frac{v^2}{\varrho} = w^2 \varrho,$$

wenn mit v die Geschwindigkeit und mit w die Winkelgeschwindigkeit der drehenden Bewegung bezeichnet wird. Die dem Potential entsprechende Arbeit, welche geleistet wird, wenn die Masseneinheit von der Drehungsachse zur Entfernung ϱ gebracht wird, ist ausgedrückt durch die Formel:

$$\pi = \int_0^\varrho f d\varrho = \int_0^\varrho w^2 \varrho d\varrho = \tfrac{1}{2} w^2 \varrho^2.$$

Die totale Kräftefunktion zufolge der beiden Umstände wird:

$$W = V + \pi.$$

Der Ausdruck $W =$ Konstant stellt die Gleichung einer Niveaufläche, in diesem Falle einer Geoïdenfläche dar. Für den speziellen Fall, dass die Konstante denselben Wert besitzt, wie an der Meeresoberfläche, erhalten wir die ihr entsprechende Geoïdenfläche und können daraus ihren Verlauf unter den Kontinenten berechnen.

Die Intensität (J) der Schwerkraft, welche durch Pendelmessungen festgestellt werden kann, soll dem Ausdruck genügen:

$$J = \frac{dW}{dn},$$

worin n der Richtung der Normale zur Niveaufläche, d. h. der Lotlinie entspricht. Je dichter die Niveauflächen liegen, desto grösser ist die Intensität der Schwere, und zwar ist sie der Entfernung zweier benachbarter Niveauflächen umgekehrt proportional.

Durch Nivellierungen kann man sich einen recht genauen Begriff bilden, wie das Geoïdensystem über den Kontinenten verläuft. Durch Pendelbeobachtungen ermittelt man die relative Entfernung der Geoïden-

flächen und durch Gradmessungen ihre Krümmung. Auf diese Weise kann man die Form dieser Flächen bestimmen.

Die Geoïdenfläche, welche die Meeresoberfläche in sich schliesst, ist so wenig von einer Rotationsellipsoïde verschieden, dass es nach Hergesells Messungen möglich ist, eine Fläche dieser letzten Art zu wählen, welche an keiner Stelle um mehr als 250 m von dem Geoïd entfernt ist.

Andere Folgen der Erdumdrehung. Da verschiedene Teile der Erde je nach ihrer geographischen Breite und ihrer Höhe über dem Meere eine verschiedene absolute Geschwindigkeit besitzen, welche ihrer Entfernung von der Erdachse proportional ist, so werden bei Verschiebungen eines Körpers sowohl in vertikaler als auch in horizontaler Richtung Richtungsänderungen entstehen, welche bei stillstehender Erde nicht vorkommen würden.

Schon früh erkannte man (Newton), dass ein frei von einer Turmspitze fallender Stein den Boden östlich von der Lotlinie durch die Turmspitze treffen muss, weil die Spitze des Turmes eine grössere Drehungsgeschwindigkeit besitzt, als die Erdoberfläche (und zwar in Richtung von West nach Ost). Es wurden auch Versuche, um diesen Effekt nachzuweisen, von Newtons Zeitgenossen Hooke angestellt, aber mit negativem Erfolg. Der Effekt ist auch sehr gering.

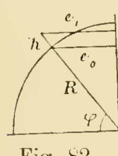


Fig. 82.

Wenn der h m hohe Turm am Äquator steht, ist die Geschwindigkeit der Turmspitze um $w = 2\pi h : 86\,164 = 7{,}29 . 10^{-5} h = \chi h$ m pr. Sek. grösser als diejenige des Turmfusses, indem die Spitze in einem Sterntag (= 86 164 Sek.) den Weg $2\pi(R+h)$, der Fuss dagegen nur den Weg $2\pi R$, worin R den Erdradius bedeutet, zurücklegt. Ist die Fallzeit t, so gilt die Relation $h = \frac{1}{2} g t^2$, und der von der Turmspitze fallende Körper trifft den Boden:

$$s = \chi h . t = \tfrac{1}{2} \chi g t^3$$

nach Osten von der durch die Turmspitze gezogenen Lotlinie.

Weil aber diese für den Anfang des Fallens giltige Lotlinie zufolge der Erddrehung nicht mit der Richtung der Schwerkraft, d. h. dem Erdradius während des Fallens zusammenfällt, sondern mit dieser Richtung einen Winkel χz, worin z die nach dem Beginn des Fallens verflossene Zeit bedeutet, einschliesst, so erhält der Fallkörper eine Beschleunigung nach Westen, die $g_1 = \chi z g$ beträgt. χ ist wie vorhin $7{,}29 . 10^{-5} = 41{,}8 . 10^{-4}$

Bogengraden. Die hiervon herrührende Geschwindigkeit v und die zurückgelegte Wegstrecke s_1 nach Westen erhalten die Werte:

$$v = \int_0^z \chi g z\, dz = \tfrac{1}{2} \chi g z^2; \quad s_1 = \tfrac{1}{2} \chi g \int_0^t z^2 dz = \tfrac{1}{6} \chi g t^3.$$

An der geographischen Breite φ (Fig. 82) ist die Entfernung e_0 des Turmfusses und diejenige (e_1) der Turmspitze von der Drehungsachse der Erde dem $\cos\varphi$ proportional. Infolgedessen sind die oben gegebenen Ausdrücke für w, χ, s, g_1, v und s_1 mit $\cos\varphi$ zu multiplizieren, und man erhält für die Abweichung (d) nach Osten:

$$d = s - s_1 = \tfrac{1}{3} \chi g t^3 = \frac{2\sqrt{2}}{3\sqrt{g}} \chi h^{3/2} = 2{,}19.10^{-5} \cos\varphi\, h^{3/2} \text{ m.}$$

Solche Versuche wurden von Guglielmini in Bologna, Benzenberg in Hamburg und später von Reich in Freiberg in einem 158,5 m tiefen Schacht ausgeführt. Reich fand eine Abweichung d von 28,4 mm, während die obige Formel ($\varphi = 50^0\, 53'$) 27,6 mm ergiebt.

Zufolge desselben Umstandes wird eine vertikal hinaufgeworfene Kugel beim Herunterfallen nicht zum Ausgangspunkt zurückkehren. Sichere Versuche über diesen Gegenstand liegen nicht vor.

Eine sehr grosse praktische Bedeutung hat die Abweichung, welche ein in horizontaler Richtung sich bewegender Körper zufolge der Erddrehung erleidet. Es sei $AB = d$ (Fig. 83) die Weglänge, welche ein Körper an der Erdoberfläche zufolge der Erddrehung in einer Sekunde beschreibt. AB ist infolgedessen dem Äquator parallel. Die zwei Tangenten der Meridiankreise durch A und B mögen AP und BP sein, sie schneiden einander offenbar in einem auf der Erdachse gelegenen Punkte P, wo sie den Winkel δ (APB) einschliessen. Da die beiden Lotlinien auf die Erdachse aus A und B den Winkel χ ($ALB = 7{,}29.10^{-5} = 41{,}8.10^{-4}$ Grad) einschliessen, so ist, wie aus Fig. 83 hervorgeht, $AB = AP \cdot \delta = AL \cdot \chi$. Weiter ist APL gleich AOR, wenn OR der Äquatorialhalbmesser in der Ebene APO ist. AOR ist nun gleich der geographischen Breite φ des Punktes A. Folglich wird:

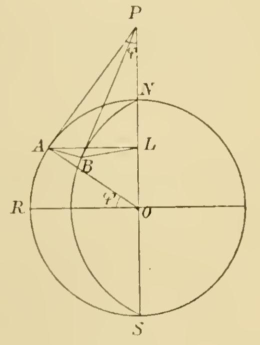


Fig. 83.

$$\delta = \chi \, AL : AP = \chi \sin \varphi.$$

Es bewege sich nun ein Körper mit der Geschwindigkeit (relativ zur Erdoberfläche) c ($= AE$) längs der Richtung AE (Fig. 84), welche einen Winkel α mit dem Meridian AP einschliesst, so wird dieser Körper auch an der Erddrehung mit der Geschwindigkeit d ($= AB$) teilnehmen. Infolgedessen wird die totale Geschwindigkeit des Körpers die Resultante AF der Geschwindigkeiten c ($= AE$) und d ($= AB$) ausmachen, d. h. eine Sekunde, nachdem der Körper A verlassen hat, wird er sich in F befinden. Da nun nach einer Sekunde die stillstehenden (d. h. nur an der Erddrehung teilnehmenden) Körper in A nach B angelangt sind, so hat der bewegliche Körper relativ zu diesen ruhenden den Weg BF beschrieben. Dieser schliesst mit dem Meridian BP nicht den Winkel α, sondern einen anderen, α_1, ein. Ziehen wir BF aus, bis sie AP in G trifft, so ist $AGB = EAG = \alpha$ und $AGB = GPB + PBG$ oder $\alpha = \delta + \alpha_1$. Die Winkelablenkung pr. Sek. $\alpha - \alpha_1$ ist also gleich δ. Die scheinbare Längenablenkung finden wir, wenn wir $BF_1 = AE$ so absetzen, dass $F_1BP = EAP = \alpha$. BF_1 bezeichnet den Weg, welchen der bewegliche Körper auf der Erdoberfläche beschrieben, wenn die Erde stillgestanden hätte, BF den thatsächlich zurückgelegten Weg. Die Längenablenkung ist also $F_1F = c\,\delta$.

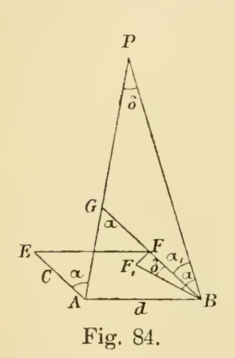


Fig. 84.

Die Ablenkung zeigt sich folglich unabhängig von dem Ausgangswinkel α und die Winkelablenkung auch von der Geschwindigkeit c. Da nun die Erddrehung in der Richtung AB von West nach Ost erfolgt, so wird auf der nördlichen Halbkugel, wo P nördlich von (oberhalb) AB liegt, die Ablenkung nach rechts geschehen, d. h. im selben Sinne, wie die Zeiger einer Uhr. Das Gegenteil wird auf der südlichen Halbkugel stattfinden, wo der Punkt P südlich von (unterhalb) AB liegt.

Die Folgen dieser durch die Erddrehung bewirkten Abweichung sind von grosser Bedeutung. Beim Scheibenschiessen (auf der nördlichen Halbkugel) wird die Kugel immer etwas rechts vom Ziel auftreffen, und zwar um so mehr, je langsamer das Projektil sich bewegt. Am Nordpol würde die Abweichung nach einer Sekunde $7{,}29.10^{-5}$, betragen. Nehmen wir an, das Projektil beschriebe in einer Sekunde eine Bahn von 700 m, so würde die Seitenabweichung nach derselben Zeit 51.10^{-3} m $= 51$ mm sein, nach 2 Sekunden wäre die Winkelabweichung verdoppelt und ebenso die Bahnlänge, folglich die Seitenabweichung 204 mm. Im

allgemeinen wird die Seitenabweichung proportional der Geschwindigkeit (v) und dem Quadrate der Zeit (t) ausfallen. Auf einer anderen Breite ist sie (δA) proportional dem Sinus derselben, also im allgemeinen:

$$\delta A = 7{,}29.10^{-5} \cdot v \cdot t^2 \cdot \sin \varphi.$$

Auf der südlichen Halbkugel geschieht die Abweichung in umgekehrtem Sinne, d. h. nach links von der Bewegungsrichtung.

Wie leicht ersichtlich, würde ein Projektil, wenn es nicht zum Erdboden hinabfiele, sondern in einer Ebene verbliebe, welche mit genügender Annäherung als mit der Erdoberfläche zusammenfallend gedacht werden könnte, einen Kreis beschreiben, welcher am Pole in 24 Stunden (eigentlich einem Sterntage) von dem Projektile durchlaufen wäre. Auf einer anderen Breite (φ) würde die Zeit umgekehrt proportional dem $\sin \varphi$ sein. (Dabei wird vorausgesetzt, dass die Geschwindigkeit so gering ist, dass man die Polhöhe φ als konstant betrachten darf.)

Diese Abweichung ist von der grössten Bedeutung in der Lehre von der Entstehung der Winde. Alle Winde auf der nördlichen Halbkugel werden zufolge der Erddrehung nach rechts, alle auf der südlichen Halbkugel nach links abgelenkt. Dasselbe gilt von den Meeresströmungen. Wir werden später ausführlicher auf diese Umstände zurückzukommen Gelegenheit haben.

Ebenso soll die Erddrehung auf das strömende Wasser der Flüsse einwirken. v. Baer glaubte dies für die russischen Flüsse konstatiert zu haben, indem das rechte Ufer stärker erodiert sein soll als das linke. In der südlichen Hemisphäre sollte das Gegenteil stattfinden. Auch auf diesen Gegenstand werden wir später zurückkommen.

Man hat auch daran gedacht, dass ein ähnlicher Einfluss bei den Eisenbahnzügen zur Folge haben würde, dass dieselben mehr nach rechts als nach links entgleisen sollten. Die Wirkung ist jedoch so gering, dass eine Hebung der rechten Schiene von 0,4 mm ausreichen würde, um diese Tendenz eines Blitzzuges nach rechts zu entgleisen bei 25 m Geschwindigkeit pro Sekunde und einer Spurweite von 1,5 m zu kompensieren.

Am meisten Aufsehen hat diejenige Verwendung obiger Schlüsse erweckt, welche nach dem Urheber der Foucaultsche Pendelversuch genannt wurde. Wenn der bewegliche Körper sich wie eine Pendelkugel hin und her bewegt, so wird seine Schwingungsebene immer im selben Sinne, auf der nördlichen Halbkugel nach rechts, gedreht. Am Pole würde die ganze Umdrehung 24 Stunden (richtiger einen Sterntag)

erfordern. Auf einer anderen Breite, φ, wird die nötige Zeit länger sein, und zwar im Versältnis $1 : \sin \varphi$. Schon früher scheint man die Ablenkung der Pendelebene durch die Erddrehung gekannt zu haben, aber erst Foucault führte den Versuch in genauer Weise aus, um so objektiv die Erddrehung zu demonstrieren. Er benutzte ein Pendel von 11 m Länge. Wie beim gewöhnlichen Pendel wird die Formel nicht ganz richtig, wenn man grosse Schwingungsbogen verwendet, deshalb ist es vorteilhaft, grosse Pendellängen zu benutzen. Dieser Versuch wurde in den meisten grösseren Städten wiederholt, indem man sein Gelingen als den besten Beweis für die Erddrehung ansah.

Präcession und Nutation. Im engsten Zusammenhange mit der Erddrehung stehen die in der Astronomie wohlbekannten Erscheinungen, welche die Namen Präcession und Nutation erhalten haben. Im Jahre 130 v. Chr. fand Hipparch, als er die Sternörter mit denjenigen älterer Beobachter verglich, dass die Sterne alle ihre Breite (vgl. S. 6—7) behalten, ihre Länge aber sämtlich vergrössert hatten. Mit anderen Worten, ihre Lage hatte sich vom Frühlingspunkt, d. h. demjenigen Punkte entfernt, in welchem die Ekliptik die Äquatorialebene schneidet und wo die Sonne am Frühlingsäquinoctium sich befindet. Die natürliche Erklärung ist, dass dieser Punkt sich in der entgegengesetzten Richtung verschiebt, während die Sterne am Himmel still stehen. Die Verschiebung ist so gross, dass sie 26000 Jahre braucht, um die Ekliptik zu durchlaufen, d. h. in jedem Jahre werden etwa 50 Bogensekunden zurückgelegt.

Ebenso verhält sich ein drehender Kreisel, dessen Achse nicht senkrecht steht. Die Achse beschreibt eine Kegelfläche um die Lotlinie um so geschwinder, je höher der Schwerpunkt über dem Unterstützungspunkt sich befindet. Dieser Kegel erhält einen immer geringeren Scheitelwinkel, was mit dem Reibungswiderstande gegen die Kreiselbewegung zusammenhängt. Diese allmähliche Verschiebung der Drehungsachse hängt von der Schwere ab und beruht darauf, dass sie die Kreiselachse hinunterzuneigen strebt.

Wie Newton hervorhob, wirkt eine durch die Schwerenwirkung der Sonne verursachte Kraft, sodass sie bestrebt ist, die Drehungsachse der Erde aufzurichten. Infolgedessen würde, wenn die Erdbewegung nicht reibungslos wäre, zuletzt die Erdachse auf die Ekliptik senkrecht zu stehen kommen. Man kann sich die Erde als aus zwei Teilen bestehend denken, einem inneren sphärischen, welcher die Pole der Erde tangiert und einen äusseren hohlen, der seine grösste Dicke am Äquator besitzt. Existierte nicht dieser letzte Teil, d. h. wäre die Erde ganz

kugelförmig, so fände keine Präzession statt. Nun werden die beiden Seiten des äusseren Teiles von der Sonne *S* angezogen, und zwar das nach der Sonne zu gelegene Stück *A* (Fig. 85) stärker wie die Erde im allgemeinen, das Stück *B* dagegen schwächer. Die Folge davon ist, dass die Sonne strebt, die Wülste des äusseren Teiles ungefähr wie die Gezeitenwelle so einzustellen, dass die dicksten Stellen in der Verbindungslinie der Mittelpunkte von Sonne und Erde liegen. Mit anderen Worten die Schwerenwirkung der Sonne strebt die Erdachse senkrecht zu dieser Verbindungslinie und damit zur Ekliptik einzustellen.

Die Folge davon ist, dass die Erdachse um ihre mittlere Lage (die Achse der Ekliptik) einen Kegel beschreibt, dessen Öffnungswinkel 47° beträgt. Dies hat auf astronomische Beobachtungen einen sehr grossen Einfluss. Der Frühlingspunkt, welcher jetzt im Sternbilde der Fische, nahe an demjenigen des Widders liegt, war zu Aristarchs Zeiten (250 v. Chr.) um 30° verschoben und lag im Widder in der Nähe des Stieres. Sternbilder sind jetzt in unseren Gegenden sichtbar, welche in früheren Zeiten nie über den Horizont kamen, und umgekehrt. Am leichtesten lassen sich diese Verschiebungen an der Lage der „Weltachse" oder richtiger der Erdachse im Himmelsraume verfolgen. Zu Hipparchs Zeiten war der jetzige Polarstern um 12° von dem Himmelspol entfernt, hatte also kein wirkliches Anrecht auf seinen jetzigen Namen. Noch steht dieser Stern etwa 1,5° vom Nordpol, welcher sich ihm nähert bis zum Jahre 2095, zu welcher Zeit der Abstand nur 26 Bogenminuten betragen wird. Nachher entfernt sich der Nordpol von dem Polarstern und seinem Sternbilde, dem kleinen Bären, um in das Sternbild Cepheus hineinzugehen. Nach 12000 Jahren wird der hell leuchtende Stern, Vega, α Lyrae, dem Nordpol nahe stehen und als Polarstern betrachtet werden können.

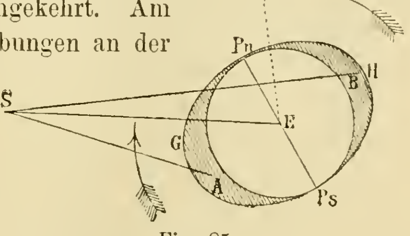


Fig. 85.

Bei der Präzession wirkt nicht nur die Sonne, sondern auch der Mond. Der letztere allein bewirkt eine kleine Störung in der Präzession, welche Nutation genannt wird. Die Mondbahn liegt nämlich nicht gänzlich in der Ekliptik, sondern weicht um 5° davon ab. Die Mondbahn schneidet nicht immer die Ekliptik längs derselben Richtung, sondern diese Richtung wandert sehr schnell. Sie beschreibt nämlich

in 18,7 Jahren einen Kreis auf dem Sternhimmel. Dies veranlasst, dass die Kraft, welche die Nutation bewirkt, in ihrer Richtung eine etwa 19jährige Periode besitzt. Dadurch entsteht eine ebenso lange Periode in der Bewegung der Erdachse, welche sich wie eine leichte Kräuselung über die grosse Präzessionsbewegung überlagert. Zufolge der kurzen Wirkungszeit ist die durch diesen Umstand entstehende Schwankung sehr gering, indem ihre Amplitude höchstens 18 Bogensekunden beträgt, während durch die Präzession die jährliche Änderung 50 Sekunden und die totale 47^0 erreicht. Die Nutationsbewegung wird infolgedessen die Kegel, welche die Erdachse zufolge der Präzessionsbewegung beschreibt, ein klein wenig verunstalten, indem sie ihr eine ausserordentlich flache Cannelierung (Amplitude $<$ 0,02 der Länge) erteilt.

Es war Bradley, welcher beim Suchen der Sternparallaxen die Nutationsbewegung auffand.

Verschiebungen der Erdachse im Erdkörper. Während die Änderung der Lage der Erdachse im Raume keinen nennenswerten Einfluss auf die terrestren Verhältnisse (speziell das Klima, vergl. weiter unten) ausübt, wäre das Gegenteil zutreffend, wenn die Erdachse im Erdkörper ihre Lage veränderte. In der That haben auch die Geologen versucht, in dieser Weise die grossen Klimaschwankungen, welche durch die Eiszeiten bezeichnet werden, zu erklären. Diese Erklärungsweise, welche einst sehr beliebt war, ist indessen durch nähere Forschungen als unhaltbar erwiesen. Schon früh (zu Copernicus Zeiten), stellte man Vermutungen auf, dass die Polhöhe eines Ortes nicht unveränderlich sei. Die experimentellen Hilfsmittel langten aber nicht aus, um diese Frage zu lösen. Dagegen wurden mehrere wichtige theoretische Untersuchungen, besonders von L. Euler, über diese Frage ausgeführt. Erst in der neuesten Zeit sind Polhöhenschwankungen sicher konstatiert worden. Wenn die Erdachse sich verschiebt, so dass sie sich z. B. Berlin nähert, so muss sie sich von einem 180^0 davon in geographischer Länge gelegenen Punkte um ebensoviel entfernen und umgekehrt. Um dies zu konstatieren, wurde eine Expedition nach Honolulu gesandt, welches eine solche Lage hat. Diese Expedition sollte die Polhöhenschwankungen daselbst beobachten, während ähnliche Messungen in Berlin (Potsdam), Prag und Strassburg ausgeführt wurden. Das Ergebnis wird durch die nebenstehenden Kurven (Fig. 86) dargestellt, welche zeigen, dass thatsächlich die Polhöhenschwankung in Berlin sich wie ein Spiegelbild zu derjenigen in Honolulu verhält. Die Schwankung hatte an den beiden Stellen, auch innerhalb der Beobachtungs-

fehler, dieselbe Amplitude (0,53″ bezw. 0,58″). Da eine Bogensekunde 31 m entspricht, so ersieht man, dass die Amplitude sehr unbedeutend ist und nicht mehr als einer Verschiedenheit von 17 m beträgt.

Die Schwankungen der Erdachse seit 1890 ist neuerdings von Albrecht aus den Beobachtungen mehrerer Sternwarten berechnet und durch folgende Kurve dargestellt worden (Fig. 87 S. 272). Wie aus dieser ersichtlich, beschreibt der momentane Pol der Erde eine vielfach verschlungene unregelmässige Kurve um die mittlere Lage. Die grösste

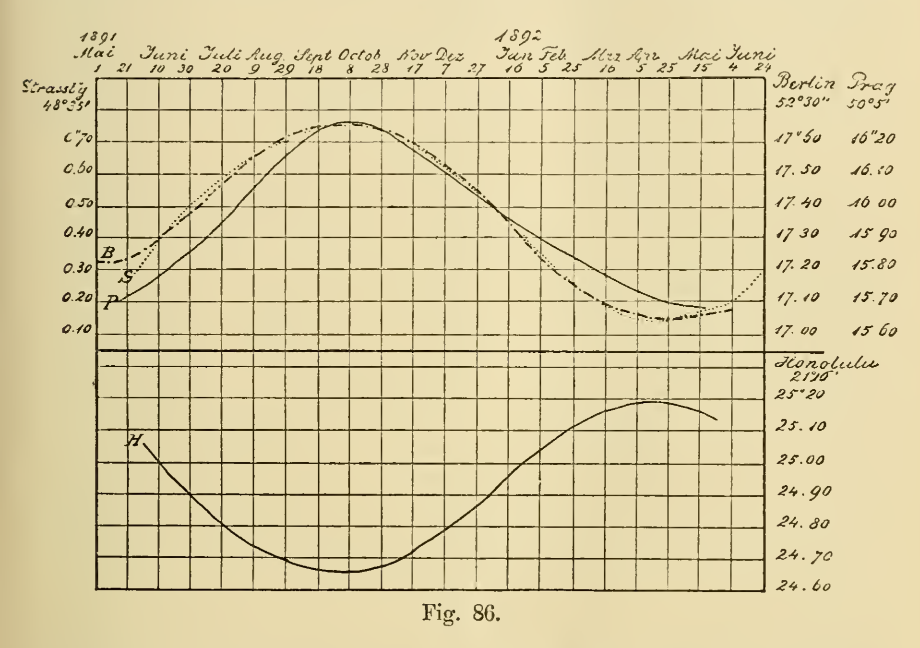


Fig. 86.

Entfernung beträgt nicht mehr als etwa 10 m. Der erste Tag jedes Monats ist durch einen Kreis bezeichnet.

Aus dieser Kurve kann man schliessen, dass die Bewegung eine kurzdauernde Periode von etwa 14 Monaten besitzt. Auf eine sekuläre Bewegung kann aus dem bis jetzt vorliegenden Material nicht geschlossen werden.

Aus anderen Umständen hat man berechnet, wie grosse Änderungen der Lage des Poles Folgen von bestimmten Massenverschiebungen auf der Erde sein könnten. Wenn die Erde als ein starrer Körper zu behandeln ist, so wird eine Steigung des Wassers im Mittelmeer mit 1 m die Hauptträgheitsachse und damit die Drehungsachse der Erde um nur etwa 1 m verschieben. Könnte man die ganze Gebirgsmasse des asia-

tischen Kontinentes abheben und in den indischen Ocean verlegen, so würde der Pol sich nur um etwa 40 km verschieben. So gewaltige einseitige Massenverschiebungen können auch kaum in geologischen Zeiten

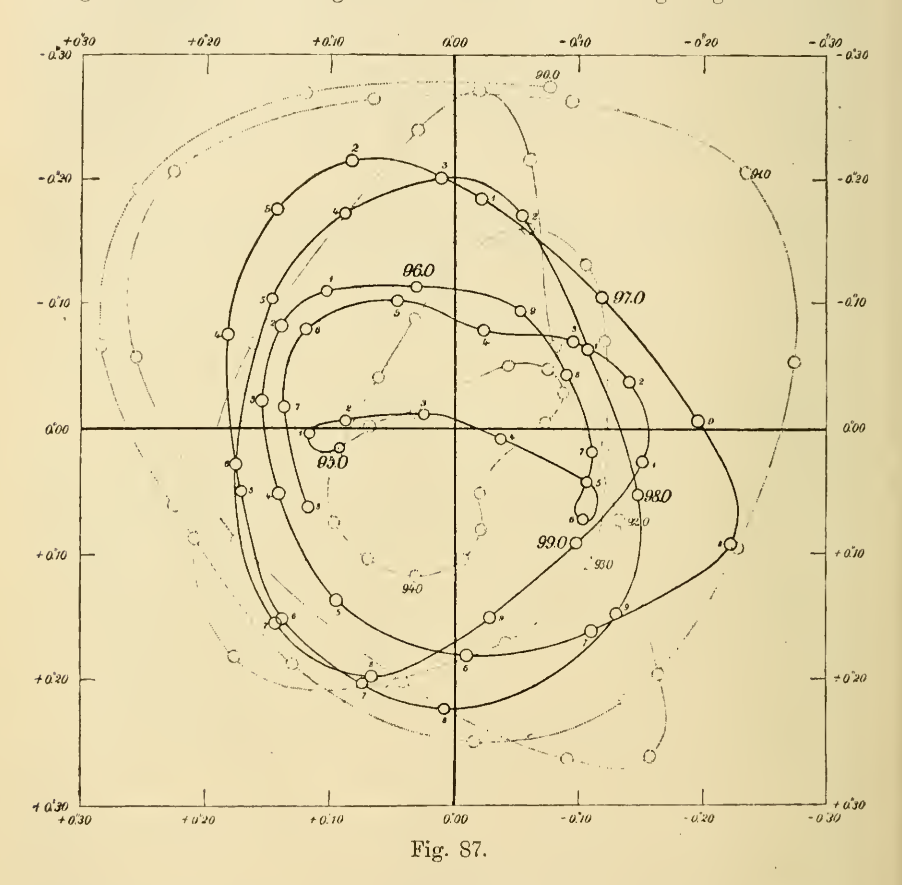


Fig. 87.

stattgefunden haben, so dass man den Pol als sehr nahe fix anzusehen hat.

Anders werden wohl die Bedingungen, wenn man annimmt, die Erde sei nicht als ein starrer Körper, sondern als eine flüssige Masse, von einer dünnen Kruste umgeben, zu betrachten. In diesem Falle wären grössere Folgen der Massenverschiebungen möglich. Indessen zeigen die Beobachtungen (vergl. unten), dass man mit Recht die Erde in dieser Beziehung als einen starren Körper behandeln kann.

Die langsame Änderung der Erdbahn. Im allgemeinen rechnet man so, als ob die Planetenbahnen unverändert ihre Lage im Himmels-

raum auf ewige Zeiten behalten würden. Dies würde auch der Fall sein, wenn nur ein einziger anziehender Körper (die Sonne) auf den betreffenden Planeten durch seine Schwere einwirkte. Thatsächlich ist ja auch die Masse der Sonne so überaus gross im Vergleich zu derjenigen der Planeten, dass die oben gemachte Annahme als mit grosser Annäherung erfüllt angesehen werden kann. Aber wie gering auch die Massen der Planeten gegen diejenige der Sonne sein mögen, so verursachen sie doch in der Länge der Zeit merkliche Veränderungen der Bahnen der Erde und anderer Planeten. Diese sogenannten Störungen zu berechnen, bildet das Hauptproblem der rechnenden Astronomie, und die bedeutendsten Mathematiker haben sich an der Lösung dieses Problems beteiligt.

Diese Rechnungen haben nun zu dem Schluss geführt, dass die von den Störungen herrührenden Änderungen in den Planetenbahnen periodischer Natur sind, obgleich die Perioden für unsere Verhältnisse nahezu als unendlich lang anzusehen sind, indem sie zwischen 50000 und 2000000 Jahren betragen. Die Perioden sind ebensoviele wie die Zahl der störenden Körper. Wie nun die kurzen astronomischen Perioden der Erdumdrehung und des Erdumlaufes um die Sonne die Periodicität aller irdischer Erscheinungen, vor allem der Temperatur und der Belichtung, hervorrufen und deshalb der Zeitmessung zu Grunde gelegt worden sind, so könnte man sich vorstellen, dass vielleicht diese langen Perioden natürliche Zeitmesser wären für die grossen Veränderungen, welche im Laufe der geologischen Epochen aufgetreten sind. Man könnte sich z. B. vorstellen, dass die Excentricität der Erdbahn einst sehr gross werden könnte, wie diejenige einer Kometenbahn. Die Sonnenstrahlung würde dann in einem Jahre ganz gewaltige Veränderungen durchlaufen, welche so bedeutend sein könnten, dass alle auf dem festen Lande lebende Organismen zugrunde gerichtet werden würden und die Tiefen des Meeres allein hinreichend konstante Temperatur hätten, um organisches Leben hegen zu können. In der That haben Adhémar und noch mehr Croll u. A. versucht, in ähnlicher Weise die gewaltigen Veränderungen in geologischen Perioden zu erklären.

Die nähere Untersuchung hat gezeigt, dass diese langperiodischen Änderungen der Bahnen der Erde und anderer Planeten sehr gering sind. Die Gefahr von Zusammenstössen der Planeten, welche eventuell bei stark excentrischen Bahnen auftreten könnte, ist nicht vorhanden. Man sagt deshalb häufig, die Stabilität des Planetensystems sei erwiesen. Wenn aber eine Gefahr die Existenz der Menschheit oder

überhaupt der Lebewesen unserer Erde bedroht, so ist sie viel weniger von einem Zusammenstosse — am wenigsten mit einem anderen Planeten, dann viel eher mit einem aus unbekannten Welträumen herbeieilenden Himmelskörper — als vielmehr von einem Versiegen der Wärmequelle der Sonne zu befürchten.

Was nun die Änderung der Excentricität der Erdbahn betrifft, so kann dieselbe, welche jetzt 0,01677 beträgt, nach Leverrier zwischen den extremen Werten 0,07775 und 0,003314, nach Stockwell zwischen 0,0677 und 0,0000 schwanken. Sie wird also nie die jetzige Excentricität der Marsbahn (0,0933), noch weniger diejenige (0,206) der Merkurbahn erreichen, andererseits aber kann sie geringer werden als diejenige der Venusbahn (0,00684), welche im Planetensystem jetzt am meisten kreisförmig ist. Seit etwa 18000 Jahren sinkt die Excentricität der Erdbahn von dem damaligen Wert 0,019 und sie wird nach etwa 25000 Jahren durch ein Minimum gehen. Die Maxima und Minima erreichen nur in den seltensten Fällen die von Leverrier und Stockwell angegebenen Extremwerte.

In ähnlicher Weise verändert sich die Lage der Sonnennähe (Perihelium) im Laufe der Zeit. Diese trifft jetzt am Neujahr (2. Jan.) etwas nach der Wintersonnenwende (21. Dec.) ein. Wegen des immer früheren Eintretens des Frühlingspunktes und der damit folgenden Sonnenwende wird diese Zeitdifferenz immer zunehmen. Aber auch die Lage des Periheliums verschiebt sich am Himmel und zwar in entgegengesetzter Richtung wie der Frühlingspunkt, nämlich mit 11,15″ pro Jahr, während der Frühlingspunkt in entgegengesetzter Richtung sich mit 50,21″ pro Jahr ändert. Die relative Verschiebung dieser beiden Punkte wird also im Jahre 61,36″, d. h. etwas mehr als eine Minute betragen. In etwa 21000 Jahren ist die Verschiebung 360°, d. h. diese Zeit entspricht der Periodenlänge. Nach etwa 10000 Jahren wird die Sonnennähe zur Zeit der Sommersonnenwende eintreffen statt wie jetzt nahe an der Wintersonnenwende. Es wird dann auf der nördlichen Halbkugel der Sommer wärmer und der Winter kälter als jetzt sein, da dann die Sonne gleichzeitig am tiefsten steht und am weitesten von der Erde entfernt ist. Ausserdem ist wegen der schnelleren Bewegung der Erde in ihrer Bahn (nach dem zweiten Kepplerschen Gesetze) bei der Sonnennähe das Winterhalbjahr jetzt auf der nördlichen Halbkugel 8 Tage kürzer als das Sommerhalbjahr. Das Gegenteil wird nach 10000 Jahren eintreffen, das Winterhalbjahr wird länger, das Sommerhalbjahr kürzer sein wie jetzt. Der Einfluss dieses Umstandes wird wohl etwas dadurch vermindert, dass

dann die Excentricität der Erdbahn vermindert sein wird. Wenn wir aber zeitlich zurückgehen, finden wir viele Epochen, in welchen die stärkere Excentricität der Erdbahn die Unterschiede in der Länge des Winters und des Sommers vergrösserte. Croll sprach die Ansicht aus, dass durch diese Umstände die warmen und kalten Perioden (diesen entsprechen die Eiszeiten) der Erde veranlasst worden seien, und zwar sollte eine kalte Periode eintreten, wenn das Winterhalbjahr übermässig lang werden würde. Demnach würde man jetzt auf der südlichen Halbkugel eine, obgleich schwache, Kälteperiode haben, auf der nördlichen eine Wärmeperiode. Es sollte immer eine warme Zeit auf der einen Halbkugel gleichzeitig mit einer kalten Zeit auf der anderen eintreffen. Zu diesen beiden sekularen Veränderungen, welchen

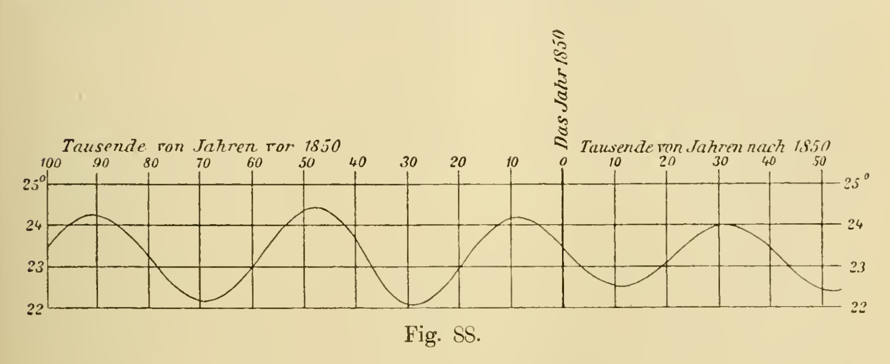


Fig. 88.

Croll den grössten Einfluss auf das Klima zuschrieb, kommt noch eine, welche nach Croll eine geringere Bedeutung haben sollte, nämlich die Schwankung in der Neigung der Erdachse gegen die Ekliptik. Die nebenstehende Fig. 88 stellt die Grösse dieser Schwankungen in den verflossenen 100000 und den künftigen 50000 Jahren nach Stockwells Rechnungen dar. Die Extremwerte dieser Neigung sollten 68,02° und 65,40° betragen. Wie aus der Zeichnung ersichtlich, hat die Neigung in der angeführten Zeit nie die Extremwerte erreicht. Die Minima und Maxima fallen auf die folgenden Zeiten und erreichen die daneben angegebenen Beträge. Dabei ist die Zeit vom Jahr 1850 als Nullpunkt gerechnet.

Jahr	Minimum	Jahr	Maximum
— 91014	65,69°	— 68759	67,78°
— 48022	65,53	— 28296	67,87
— 9076	65,76	+ 10144	67,47
+ 31387	65,99	+ 51618	67,58

Eine Vergrösserung der Neigung der Erdachse, d. h. eine Aufrichtung derselben gegen die Ekliptik vermindert die Sonnenstrahlung im Sommer nach den polaren Gegenden. Nach neueren Ansichten (von Ekholm) ist dieser klimatische Faktor von grösserer Bedeutung wie die beiden vorhin erwähnten.

Kleinere Schwankungen der festen Erdkruste. Ebenso wie im Meer eine Gezeitenwelle durch die Schwerenwirkung des Mondes (und in geringerem Grad der Sonne) entsteht, so könnte man sich denken, dass sich eine solche Welle in der festen Erdkruste unter der Einwirkung von ähnlichen Druckkräften ausbildet. Wenn z. B. die Erdkruste als eine sehr dünne elastische Haut auf einem leichtflüssigen Kern schwimmen würde, so könnten die Gezeiten ebenso stark auf die Lage der festen Erdkruste sich geltend machen, wie auf diejenige der Meeresoberfläche.

In diesem letzteren Falle würde das Anschwellen des Meeres bei Flutzeit ebensowenig von dem Ufer wie von einem auf dem Meere schwimmenden Schiff bemerkt werden. In der That sind die beobachteten Gezeiten als die Differenzen der Gezeiten der festen Erdkruste und des Meeres anzusehen. Da nun die Gezeiten sehr ausgeprägt am Ufer sich geltend machen, muss man daraus schliessen, dass die Gezeiten der festen Erdkruste viel unbedeutender sind, als diejenigen des Meeres. Da ferner dies davon abhängen könnte, dass die Reibung im Erdinnern ganz ausserordentlich gross ist, so hätte man diese Erscheinung nicht so sehr an der täglichen als viel mehr an langperiodischen Schwankungen zu suchen. Solche kommen nun vor infolge der Veränderung in der Entfernung des Mondes (wie 35 zu 41) und zufolge der in einem siderischen Mondumlauf erfolgenden Änderung der Deklination des Mondes. Die Beobachtungen zeigten aber anfangs keine merkliche Gezeiten der festen Erdkruste zufolge dieser langperiodischen Schwankungen — die beiden Perioden betragen etwa 27 Tage. Man hat daraus den Schluss gezogen, dass die Starrheit der Erde eher grösser als geringer wie diejenige von Stahl ist.

In neuerer Zeit haben sehr genaue Beobachtungen von v. Rebeur-Paschwitz an Horizontalpendeln in Strassburg i. E. gezeigt, dass eine vom Mondstande abhängige Welle an der Lage der festen Erdoberfläche sich geltend macht. Diese Schwankung ist jedenfalls ausserordentlich gering.

Eine andere, gerade noch merkbare Bodenschwankung ist durch Beobachtungen in Genf entdeckt worden und durch andere in München

konstatiert. Die Blase einer Wasserwage schwankt sehr langsam hin und zurück, damit angebend, dass die Unterlage, d. h. der Boden, langsamen Schwankungen ausgesetzt ist. Diese Bodenschwankung sieht man als eine Folge von elastischen Nachwirkungen an, die durch Verschiebungen von Luftmassen über dem Erdboden entstehen. Ebenso steigt das Wasser an der Seite eines grossen Sees, wo der Luftdruck niedrig ist, sinkt dagegen an der Seite, wo er höher ist, nach den Gesetzen, welche für Flüssigkeiten in kommunizierenden Röhren gelten. Der Unterschied gegen die Bodenschwankung liegt in der grossen Verschiedenheit der Fluidität des Wassers und der unter dem Erdboden befindlichen Massen.

Einige Geologen glauben in der sekularen Hebung Skandinaviens eine ähnliche elastische Nachwirkung sehen zu können. Während der Eiszeit wurde Skandinavien, wie jetzt Grönland, niedergepresst durch eine mehr als tausend Meter mächtige Eisschicht. Als diese abthaute, strebte die Erdkruste ihre alte Form unter dem Druck der inneren zähflüssigen Massen wieder anzunehmen. Die Zähflüssigkeit des Erdinneren sollte so gross sein, dass Gleichgewicht noch nicht nach zehntausenden von Jahren erreicht wäre.

Alles führt uns dahin, im Inneren der Erde eine plastische, aber äusserst zähflüssige Masse anzunehmen. Diese Masse würde etwa die Eigenschaft von Asphalt bei niedriger Temperatur oder von Glas besitzen, welche Körper gegen plötzliche deformierende Kräfte sich als sehr hart und spröde wie feste Körper erweisen und zerbrochen werden, sehr langsam wirkenden, anhaltenden Kräften aber nachgeben und sich wie wahre Flüssigkeiten, aber mit ausserordentlich geringer Fluidität verhalten.

II. Die feste Erdkruste und das Erdinnere.

Die Zunahme der Bodentemperatur mit der Tiefe. Schon früh bemerkte man in Bergwerken, dass die Temperatur im allgemeinen um so höher wird, je tiefer man unter die Erdoberfläche geht. Dabei hat man von der geringen Tiefe abzusehen, zu welcher die jährliche Wärmewelle in merklichem Grade hineindringt, und welche von der Jahresschwankung der Oberflächentemperatur, sowie der Wärmeleitfähigkeit des Bodenmateriales abhängt. Diese Tiefe dürfte selten 20 m erreichen. Eine in diese Tiefe verlegte Fläche wird die neutrale Fläche genannt.

Als Beispiel der Zunahme der Temperatur nach unten mögen folgende Beobachtungen über die Temperatur der Gesteinwände im Adalbertschachte zu Přibram und im Bohrloch bei Sperenberg, 42 km südlich von Berlin, angeführt werden:

Adalbertschacht zu Přibram				Sperenberg		
Tiefe	Temp.	Tiefe	Temp.	Tiefe	Temp.	Tiefenst.
74,5 m	9,4 °	505,6 m	16,5 °	26,7 m	9 °	15,5 m
145,0	11,5	581,5	17,8	223	21,6	26,5
190,7	12,0	661,8	19,2	350	26,4	28,2
286,8	13,8	737,3	20,4	477	30,9	38,4
359,8	14,2	832,2	21,1	669	35,9	38,8
432,7	15,1	889,3	21,8	1080	46,5	117,5
Mittlere Tiefenstufe 66 m				1268	48,1	
					Mittel 31,7.	

Man nennt geothermische Tiefenstufe den Höhenunterschied zweier übereinander gelegenen Punkte, deren Temperaturunterschied 1 ° C. beträgt. Im Mittel beträgt die geothermische Tiefenstufe für den Adalbertschacht

66 m, für Sperenberg 31,7 m. Sie ist, wie leicht ersichtlich, ziemlich schwankend, und zwar im Adalbertschacht in recht unregelmässiger Weise, in Sperenberg nimmt sie mit der Tiefe zu. Im Bohrloch zu Schladebach bei Merseburg ist sie sehr nahe konstant in den ersten 600 m 37,2, in den folgenden 600 m 35,9 und zwischen 1206 und 1716 m Tiefe 37,5, im Mittel 36,9 m pro Grad Celsius.

An mehreren Stellen wird die Temperatur der Erdschichten durch Luft- oder Wasserströmungen gestört, in anderen Fällen spielen chemische Prozesse eine grosse störende Rolle. Dies ist in Kohlenbergwerken und petroleumführenden Erdschichten besonders häufig der Fall, aber auch andere Bergarten, wie z. B. die gewöhnlichen Silikate, können zu bedeutenden Wärmeentwickelungen durch langsam verlaufende chemische Prozesse (Bildung von Kaolin) Anlass geben. In dieser Art ist wohl auch die starke Temperaturzunahme gleich unter dem Meeresboden an der dänischen Küste (von — 0,1^0 bis + 7 ^{0} C. zwischen Boden und ein Meter Tiefe in der darunter befindlichen Schlammschicht) zu erklären. Ohne Zweifel enthält der Schlamm viele organische Reste, die langsam unter Wärmeentwickelung vermodern. In solchen Fällen erhält man gewöhnlich (in der Nähe der Erdoberfläche) abnorm niedrige geothermische Tiefenstufen.

In neuerer Zeit hat man häufig sehr tiefe Bohrlöcher in die Erde hineingetrieben (bis zu etwa 1000 bis 2000 m) und es wurde dabei die Temperatur in verschiedenen Tiefen, gewöhnlich mit Hilfe von Maximal-Thermometern ausgemessen. Man hat auf verschiedenen Stellen verschiedene Werte für die Tiefenstufe erhalten, so z. B. in den brittischen Inseln 26,6—42,1 m, in belgischen Kohlenbergwerken 30 m, in Oesterreich 27 m (Niederösterreich) und 32 m (Sauerbrunn in Böhmen), in preussischen Bergwerken 15,5—115,3 m (Mittel 54,3 m), in Sachsen 41,8 m (Mittel), bei Schemnitz im Mittel 41,4 m, in Wheeling (Westvirginien) 44 m, in Cremorn (Neu Süd-Wales) 48 m.

Sehr niedrige Tiefenstufen findet man in Gegenden, welche vulkanische Erscheinungen aufweisen oder in kürzlich verflossenen Zeiten aufwiesen. So z. B. fand man zu Macholles in einem ehemals vulkanischen Gebiet der Limagne 14,4 m, zu Neuffen in der schwäbischen Alb in einem tertiären Vulkangebiet nur 11,3 m, in einem Kohlenbergwerk bei Monte Massi in Toscana 13,7 m. Ungewöhnlich niedrige Werte gelten für das Petroleumgebiet nördlich von Strassburg i. E., so zu Pechelbronn 13,9 m, zu Oberkutzenhausen 13,9 m und zu Oberstätten sogar nur 7,8 m.

Ein umgekehrtes Verhältnis zeigt sich in der Umgebung des Oberen

Sees in Nordamerika, dessen Wassermassen einen abkühlenden Einfluss auszuüben scheinen. Während man sonst in dieser Gegend eine mittlere Tiefenstufe von etwa 30 m gefunden hat, steigt dieselbe in der Osceola-Grube zu 42 m (8 km vom See) und in näher belegenen Bergwerken bis zu 55—67 m.

Auch bei Bohrungen von artesischen Brunnen hat man häufig Anlass zu Temperaturmessungen in verschiedenen Tiefen gehabt. Man fand so:

Ort	Tiefe des Bohrlochs	Geoth. Tiefenst.
Rüdersdorf (bei Berlin)	696 m	26,9 m
Neusalzwerk (Westf.)	671	29,6
Mondorf	—	28,6
Pitzpuhl (Magdeburg)	—	25,1
Sudenburg (do.)	568	32,3
Sennewitz (Halle)	1084	36,6
Lieth (Altona)	1259	35,9
Artern (Thüringen)	—	37,7
Sulz am Neckar	710	24,0
Sauerbrunn (Böhmen)	—	32,0
Grenelle (Paris)	547	32,6
St. André (do.)	253	30,7
Rouen	—	28,5
La Rochelle	—	19,0
Bootle (Liverpool)	434	71,3
Scarle (Lincoln)	609	37,8
Kentish-Town	307	36,8
	Mittel	33,3.

Bei den Tunnelbohrungen hat man auch reiche Gelegenheit gehabt, die Temperatur im Erdinnern zu messen. Die Isothermenflächen bilden nämlich nicht sphäroidische Flächen um den Erdmittelpunkt, sondern sie verlaufen etwa parallel der Erdoberfläche. Erst in einer Tiefe von etwa 4500 m sind die Unebenheiten entfernt und die Flächen als sphäroidisch anzusehen (nach Supan). Kennt man also die Temperatur an einer Stelle des Tunnels und den kürzesten Abstand von da zur Erdoberfläche, so kann man daraus die geothermische Tiefenstufe ermitteln. Man fand auf diese Weise für den Gotthardtunnel die mittlere geothermische Tiefenstufe gleich etwa 50 m und die Temperatur in

der Mitte des Tunnels gleich 30,4° C. Diese Temperatur sank übrigens nach der Durchbohrung nur unbedeutend durch den Luftzug. Im Tunnel unter dem Mont Cenis hat man ebenfalls eine Tiefenstufe von 50 m gefunden. In den Tunneln ist die Tiefenstufe aus leicht ersichlichen Gründen unter den Bergspitzen geringer als unter den Thälern.

Diese Verhältnisse sind von grosser Wichtigkeit für die Praxis. Wegen der Zunahme der Hitze mit der Tiefe wird die Arbeit an tieferen Stellen der Schachte sehr erschwert und verteuert. So z. B. hat man die Bearbeitung des ausserordentlich reichen Comstock-Ganges in Nevada auf Silber und Gold wegen der hohen Temperatur teilweise aufgeben müssen. Man sucht dieser Unannehmlichkeit vielfach so abzuhelfen, dass die Bohrmaschinen mit zugeleiteter komprimierter Luft getrieben werden, welche bei ihrer Ausdehnung sich stark abkühlt und so eine erfrischende Ventilation zustande bringt.

Da nun die Temperatur mit der Tiefe zunimmt und kein Grund vorliegt, anzunehmen, dass die Zunahme in der Nähe der Erdoberfläche (man hat nur 2 km tiefe Bohrlöcher gebohrt, d. h. man ist nur bis zu dem 3200. Teil ins Erdinnere eingedrungen) anders wäre als in tieferen Schichten, so hat man allen Anlass, zu schliessen, dass die Erdtemperatur bis zu grossen Tiefen ungefähr ebenso schnell zunimmt wie in den Bohrlöchern gefunden ist. Dies muss in der That der Fall sein. Denn zufolge des Temperaturfalles nach aussen fliesst Wärme aus den obersten Erdschichten immer zum Weltraum hinaus. Der stationäre Zustand, welcher jetzt herrscht, verlangt aber, dass ebensoviel Wärme von den weiter innen belegenen Erdschichten nachfliesse, was einen ähnlichen Temperaturfall in diesen Schichten als nötige Vorbedingung voraussetzt. In denjenigen Erdschichten, welche ungefähr so zusammengesetzt sind wie die feste Erdkruste, ist auch der Temperaturfall ungefähr ebenso gross wie in den oberen Erdschichten. Die geothermische Tiefenstufe beträgt in den meisten Fällen zwischen 25 und 50 m; es sollte demnach die Temperatur bei 1000 m Tiefenzunahme um 40 bis 20° ansteigen, oder im Mittel mit 30°. Demnach wäre eine Temperatur von 2000° C. in einer Tiefe von nur 50 bis 100 km erreicht. Bei dieser Temperatur sind beinahe alle Stoffe, die wir kennen, speziell die gewöhnlichen Bestandteile der Erdkruste und das Eisen des Erdinnern geschmolzen. Einige Stoffe, besonders Kohle, und einige Oxyde halten wohl diese Temperatur noch aus, sie lassen sich aber ohne Zweifel in den anderen Stoffen, wie Eisen, bezw. Silicaten, lösen oder geben zu

Reaktionen mit den anderen Körpern Anlass, wodurch sie in leichter flüssige Verbindungen übergehen.

Man muss demnach annehmen, dass schon in etwa einem Hundertstel der Tiefe eines Erdhalbmessers die Erde ausschliesslich aus geschmolzenen feurigflüssigen Massen bestehen würde. In vulkanischen Gegenden hat man das flüssige Erdinnere als noch viel näher der Erdoberfläche liegend vorauszusetzen, indem die geothermische Tiefenstufe daselbst relativ gering ist. Wahrscheinlich giebt es da Stellen, wo das flüssige Magma nicht viel tiefer als einige Kilometer unter der Erdoberfläche liegt, was auch von den Vulkanologen meistens vorausgesetzt wird.

Dagegen ist die Einwendung geltend gemacht worden, dass die meisten Körper bei der Schmelzung sich ausdehnen, und der Schmelzpunkt dieser Körper steigt mit zunehmendem Drucke. Unter den ausserordentlich hohen Drucken im Erdinnern — bei einem spezifischen Gewicht der Erdkruste von 2,6 nimmt der Druck um etwa 250 Atmosphären pro Kilometer zu, in einer Tiefe von 60 km wäre demnach der Druck 15000 Atmosphären — könnte, nach Ansicht einiger Forscher, der Schmelzpunkt der Körper so stark gestiegen sein, dass man in grossen Tiefen, ungeachtet der da herrschenden hohen Temperatur, das Bestehen von festen Körpern voraussetzen könnte. Neuere Untersuchungen, besonders von Tammann, bestätigen diese Schlussweise nicht, sondern machen es wahrscheinlich, dass bei genügend hohen Drucken alle Körper sich wie Wasser bei Atmosphärendruck verhalten, d. h. niedrigeren Schmelzpunkt bei zunehmendem Drucke erhalten. Ja es ist sogar nach diesen Untersuchungen wahrscheinlich, dass bei genügend hohen Drucken der feste Zustand nicht stabil ist. Man hat deshalb allen Grund, sich der früher allgemein angenommenen von Arago und Humboldt stammenden Ansicht anzuschliessen, wonach die feste Oberflächenschicht der Erde nur eine unbedeutende Tiefe besitzt.

Der Zustand des Erdinnern. Gegen diese Annahme scheinen wohl die Berechnungen von Darwin und Lord Kelvin über die Gezeiten als auch diejenige von Hopkins über die Präcession und Nutation zu streiten. Aus diesen letzteren schloss Hopkins, dass mehr als die Hälfte der Erde eine feste Kruste bildet, deren Dicke mehr als ein Viertel des Erdhalbmessers aufnimmt. Über diese scheinbare Differenz zwischen Beobachtung und Rechnung ist schon oben (S. 276) etwas gesagt worden. Jedenfalls muss unter den hohen Drucken im Erdinnern die Masse in

einem sehr komprimierten Zustande sich befinden. Dadurch werden die Molekularkräfte stark gesteigert und die Zähflüssigkeit bedeutend erhöht. Die Flüssigkeiten im Erdinnern benehmen sich demnach viel eher wie Flüssigkeiten von der Natur des Peches oder Siegellackes, welche wir für gewöhnlich als feste Körper ansehen, als wie gewöhnliche Flüssigkeiten (z. B. Wasser oder Quecksilber unter Atmosphärendruck). Es geben ja auch unter genügendem Druck die gewöhnlichen Metalle nach und lassen sich deformieren, d. h. verhalten sich wie Flüssigkeiten. Auf diesen Umstand ist die Münzenprägung begründet. Auch einige Gesteine sind, wie Kick gezeigt hat, unter hohem Druck plastisch. Man findet auch häufig in der Natur Flintenballen und andere Steine, die durch Druck abgeplattet sind.

Eine ähnliche Plasticität charakterisiert den innersten Teil der Erde, wo die Temperatur etwa von der Grössenordnung 100 000° sein mag. Bei dieser Temperatur ist der kritische Punkt jeder Substanz überschritten. Es gilt demnach für die mittleren Teile der Erde dasselbe wie für die Sonne. Es dürfte der grösste Teil der Erdmasse sich in gasförmigem Zustande befinden. Dessen ungeachtet sind die schwersten Körper (Metalle) am stärksten in der Nähe des Mittelpunktes vertreten. Unter dem hohen Drucke und in der hohen Hitze bestehen auch Verbindungen, die bei gewöhnlichem Druck und Temperatur keineswegs existenzfähig sind, und die demnach, wenn sie plötzlich zu weniger tiefen Stellen verlegt werden würden, unter ungeheurer Wärmeentwickelung und Ausdehnung explodieren würden (vgl. S. 230).

Wir kommen also zu dem Schluss, dass die feste Erdrinde nur eine unbeträchtliche Dicke hat und in einer Tiefe von etwa 60 km in eine feurig-flüssige Masse übergeht — das sogenannte Magma — welches wohl hauptsächlich aus einem Schmelzfluss von Silicaten besteht. Noch tiefer, etwa 300 km unter der Erdoberfläche, nimmt alles den Gaszustand an. Der physikalische Unterschied dieser drei Aggregatzustände ist aber zufolge der Zähflüssigkeit des Magmas und der inneren Gase (wegen des hohen Druckes) nicht sehr gross, sondern praktisch genommen verhalten sie sich gegen nicht sehr langdauernde deformierende Kräfte wie feste Körper. Kräfte von kurzer Dauer können nur sehr geringfügige Verschiebungen bewirken. In dieser Weise werden die Resultate von Hopkins, Darwin und Lord Kelvin verständlich. Der Druck und die Temperatur steigen immer weiter gegen den Erdmittelpunkt hin. Die Zunahmen pro Kilometer müssen aber in tieferen Schichten, wegen der da abnehmenden Schwere und steigenden

Wärmeleitfähigkeit, geringer sein als in höheren. Im Mittelpunkt selbst werden sie, wie leicht ersichtlich, Null sein. Der Druck daselbst wird gewöhnlich zu etwa 3 Millionen Atmosphären, die Temperatur zu etwa 20 000° C. geschätzt. Diese letzte Ziffer dürfte zu gering sein und dafür eher etwa 100 000° C. angesetzt werden.

Wärmeverlust der Erde nach Aussen. Da die Temperatur der Erde kontinuierlich vom Mittelpunkte zur Oberfläche abnimmt, so muss zufolge der Gesetze der Wärmeleitung Wärme vom Erdinnern hinaus befördert werden, wo sie in den leeren Raum hinausstrahlt. Diese Zufuhr von Wärme aus dem Erdinnern ist, wie wir vorhin sahen, gegen diejenige von der Sonne so verschwindend, dass man sie bei der Berechnung der gewöhnlichen Wärmehaushaltung gänzlich ausser Acht lassen kann (vgl. S. 165).

Eine andere Folge wird aber dieser Wärmeverlust in der Länge der Zeit haben. Die ganze Erde zieht sich, wie die Sonne, zusammen, und dadurch entstehen aus der potentiellen Energie der Schwere neue Wärmemengen, welche die Zusammenziehung verlangsamen. Jedenfalls muss aber die Erde allmählich zusammenschrumpfen. Dies gilt zwar hauptsächlich für das Innere der Erde, denn die Erdoberfläche besitzt eine Temperatur, die beinahe ausschliesslich von der Sonnenstrahlung (und in geringerem Grade von der Beschaffenheit der Atmosphäre) abhängt. Von der Sonnenstrahlung und der Beschaffenheit der Atmosphäre wollen wir annehmen, dass sie im grossen und ganzen als konstant gesetzt werden können, was wohl auch nahezu erfüllt ist. Demzufolge wird die Erdkruste dem Erdinnern bei der Zusammenziehung nicht folgen. Sie bekommt dadurch Falten und Runzeln, und man ist einig darüber, diesen Umstand als den wichtigsten bei der Bildung von Gebirgsketten anzusehen.

Um eine Vorstellung von der Grössenordnung dieser Wärmeverluste zu erhalten, machen wir mit Nathorst die Annahme, dass der Erdhalbmesser sich seit der silurischen Zeit um etwa 5 km zusammengezogen habe. Danach wird, zufolge einer Berechnung von Ekholm, je nachdem man den linearen Ausdehnungskoefficienten der Erdmasse gleich 2.10^{-5} oder 5.10^{-5} setzt, die Verminderung der Erdtemperatur in dieser Zeit 16—40° C. betragen haben. Unter Annahme, dass die Wärmeleitfähigkeit der Erdschichten ungefähr so gross wie diejenige des Marmors sei (0,002) und dass die Wärmekapacität eines cm^3 der Erdkruste die Hälfte derjenigen des gleichen Volumens Wasser erreicht, sowie dass die geothermische Tiefenstufe 33 m beträgt, erhält man das Resultat, dass eine

Zeit von etwa 8 Millionen Jahren nötig ist, damit die mittlere Temperatur der Erde um 1° C. sinkt. Danach wären nach der Silurzeit etwa 120 bis 320 oder in rundem Maass etwa 200 Millionen Jahre verstrichen. Aus dieser Schätzung ersieht man, wie ungeheuer langsam dieser Wärmeverlust stattfindet, und wie ausserordentlich lange Zeiträume nötig sind, damit die Erdkruste zufolge dieses Umstandes merklich zusammenschrumpft und sich mit Gebirgsketten überzieht.

Der Wärmezustand der Erde kann daher im grossen und ganzen als ein stationärer angesehen werden.

Alter der Erde. In letzter Zeit hat man häufig die Frage aufgestellt, wie alt die Erde ist. Damit meint man gewöhnlich: wie lange Zeit ist verflossen, seitdem die Erde eine feste Kruste erhielt, und wie lange hat das Leben auf der Erde gedauert?

Diese beiden Fragen müssen in der That nahezu in gleicher Weise beantwortet werden, denn wie Lord Kelvin hervorgehoben hat, sobald eine feste Kruste gebildet war, wurde die Wärmezufuhr vom Innern stark herabgesetzt, und die Oberflächentemperatur musste zufolge der Strahlung nach aussen sehr schnell sinken. Wie wir oben gesehen haben, beträgt die Wärmezufuhr aus dem Innern nicht mehr als ungefähr 0,1 Proz. von der mittleren Wärmezufuhr durch die Sonnenstrahlung. Als demnach die Erdkruste etwa tausendmal dünner war wie jetzt, d. h. nur etwa 60 m, war die Wärmezufuhr von Innen von derselben Bedeutung wie die Sonnenwärme. Zu dieser Zeit strahlte also die Erde doppelt so viel Wärme aus wie jetzt, ihre Temperatur war infolgedessen nach dem Stephanschen Gesetz (vgl. S. 166) nach der absoluten Skala 19 Proz. höher. Die Temperatur der Erde war folglich, schon als die Dicke der Kruste nicht mehr als 60 m erreichte, nur 70° C. Bei dieser Temperatur oder sogar bei 80—90° C. können Algen gedeihen, wie die Algenvegetation der Geysirs bezeugt. Die grosse Menge von Wasserdampf in der Atmosphäre und die damit folgende starke Wolkenbildung diente wohl der Erde zu einem bedeutenden Wärmeschutz, aber trotzdem kann nicht lange Zeit verflossen sein, zwischen dem Moment, in welchem die Erde sich mit einer festen Kruste bedeckte, und demjenigen, in welchem die Kruste eine Dicke von 60 m erreicht hatte, wonach Organismen auf ihrer Oberfläche fortkommen konnten. Lord Kelvin schätzt sie zu weniger als 100 Jahren. Keinesfalls dürfte sie mehr als 10000 Jahre betragen haben.

Lord Kelvin hat ausserdem einige Berechnungen ausgeführt, welche zur Schätzung der Länge der seit der Krustenbildung verflossenen

Zeit dienen sollen. Bei diesen Berechnungen sind die eingehenden Grössen, Wärmeleitungsvermögen der Erdkruste, geothermischer Gradient, Wärmekapazität und Erstarrungstemperatur mit grossen Unsicherheiten behaftet.

Bei einer Berechnung nimmt Lord Kelvin an, dass, als die feste Kruste sich abschied, die Erdkugel eine einheitliche Temperatur von 7000° Fahrenheit besass und gegen ein Medium strahlte von — 7000° F. (Annahmen, die offenbar sehr wenig der Wirklichkeit entsprechen). Er erhielt auf diese Weise eine Zeit von etwa 100 Millionen Jahren. Je nach den numerischen Werten, welche er den obengenannten Grössen zuerteilte, konnte er Grenzen von zwischen 20 und 400 Millionen Jahren für die seit dem Anfang der Krustenbildung verflossenen Zeit feststellen. Seitdem hat er die Rechnung wiederholt — er nahm dabei die uniforme Ausgangstemperatur gleich 1200° C. an — und fand die Grenzen zu zwischen 20 und 40 Millionen Jahren zusammengedrängt. An der anderen Seite möge es erwähnt werden, dass Perry, welcher die Kelvinsche Rechnung mit anderen, ihm als mehr naturgemäss erscheinenden Daten wiederholte, einen Wert von 9600 Millionen Jahren erhielt. Wenn man die Rechnung so macht, dass man nicht eine gleichmässige Anfangstemperatur annimmt, sondern, wie wohl nahe richtig, die nach aussen abnehmende Temperatur im Erdcentrum gleich 100 000° C. setzt, so erhält man einen Wert von 65 000 Millionen Jahren (Ekholm).

Eine andere Methode ist diejenige, von welcher wir oben nach Ekholms Rechnung ein Beispiel gegeben haben. Die neueste Berechnung der Oberflächenschrumpfung von Rudzki führt zu dem Schluss, dass etwa 12 Prozent der Erdoberfläche Faltungen seit der Silurzeit unterworfen gewesen sind. Die gesamte Faltung sollte nach einer niedrigen Schätzung einer Oberflächenverminderung von 8 Millionen km² oder etwa 1.6 Proz. der jetzigen Erdoberfläche entsprechen. Demnach hätte der Erdhalbmesser um 0,8 Proz., d. h. rund um 50 km seit der Silurzeit abgenommen. Diese Schätzung kommt derjenigen von Heim, welcher 64 km für die genannte Grösse annimmt, ganz nahe. Danach wären die oben angegebenen Daten von Ekholm mit 10 zu multiplizieren, und wir erhielten als Endresultat etwa 2000 Millionen Jahre.

Bei dieser Rechnung ist es angenommen, dass die geothermische Tiefenstufe seit der Silurzeit unverändert geblieben ist. Rudzki macht eine andere Annahme, dass sie früher geringer war wie jetzt, und zwar (nach Kelvin) proportional der Quadratwurzel aus der Zeit, welche

seit der Entstehung der ersten festen Erdkruste verflossen ist. In dieser Weise erhält er einen Wert von etwa 500 Millionen Jahren.

Eine dritte Methode geht von der Betrachtung aus, dass alle Kalksteine in der Erdkruste aus dem Calciumcarbonat gebildet sind, welches von dem Wasser der Flüsse zum Ozean geschleppt wird. Die letzte Schätzung dieser Grösse stammt von E. Dubois, welcher von der Annahme ausgeht, dass die Luft 2432 mal mehr Kohlensäure enthält, als die Menge von Calciumcarbonat, welche jährlich zum Meer geführt wird. Die sedimentären Kalksteinlager sollten 18550 mal so viel Kohlensäure enthalten wie die Luft, folglich wären zur Bildung dieser Lager $2432 \times 18550 = 45$ Millionen Jahre nötig. Nachdem er einige Korrektionen eingeführt hat, kommt er zu dem Schluss, dass seit der Erstarrung der Erdkruste wenigstens einige zehn Millionen und möglicherweise mehr als 1000 Millionen Jahre verflossen sind.

Joly findet in ähnlicher Weise, dass dieselbe Zeit nicht wohl 95 Millionen Jahre überschreiten kann. Mellard Reade schätzt die Menge Kochsalz, welche pro Jahr dem Ozean zugeführt wird, und kommt zu dem Schluss, dass 166 Millionen Jahre nötig waren, um die jetzige Kochsalzmenge im Weltmeer durch die Flüsse hinunter zu transportieren. Da nun in früheren Zeiten kolossale Salzlager (z. B. bei Stassfurt) aus dem Weltmeere auskrystallisiert sind, muss man die genannte Zahl vervielfachen, um richtig zu treffen.

Die Schätzung, welche am bündigsten für das hohe Alter der Erde spricht, ist auf geologische Betrachtungen gegründet. Die Rinne, welche der Lorenzofluss unter Niagara in den Felsen hineingeschnitten hat, ist 60—90 m tief und 11 km lang. Nach dem jetzigen Fortschreiten dieser Aushöhlung schätzt man, dass die Bildung der Rinne 10000 Jahre in Anspruch genommen hat. Wie viel längere Zeit wird zur Ausgrabung des berühmten Cañon des Coloradoflusses, welcher 480 km lang und bisweilen über $1\frac{1}{2}$ km tief ist, nötig gewesen sein? Und dieser Cañon hat sich in den letzten geologischen Zeiträumen gebildet.

In den Appalachen Nordamerikas giebt es sedimentäre Schichten von mehr als 12000 m Gesamtdicke, welche alle seit dem Beginn der Silurzeit gebildet sind. Sie haben sich im Meere abgesetzt. Ähnliche massive Bildungen schreiten jetzt vorwärts mit einer Geschwindigkeit, die selten nach Millimetern pro Jahr gerechnet werden kann.

Archibald Geikie macht folgende Schätzung. Die sedimentären Schichten der Erdkruste würden übereinandergelagert eine Dicke von ungefähr 30000 m aufnehmen. Die Bildungsgeschwindigkeit solcher

Schichten wird zu 1 m in 2900 bis 22700 Jahren geschätzt. Folglich verlangte die Bildung der sedimentären Schichten eine Zeit von zwischen 73 und 680 Millionen Jahren. Sederholm findet in ähnlicher Weise 1000 Millionen Jahre.

Die Zeit, welche nach der grossen Vereisung verflossen ist, wird zu etwa 100000 Jahren geschätzt. Diese Zeit ist nur eine kurze Episode, im Vergleich zur vorvergangenen Tertiärzeit, deren Dauer zu mehreren Millionen von Jahren geschätzt werden muss. Und diese Zeit ist wiederum nur ein kleiner Bruchteil der seit der Silurzeit verflossenen Epoche, deren Länge von Arch. Geikie zu wenigstens 100 Millionen Jahren angenommen wird. Und man ist allgemein der Ansicht, dass der vor der Silurzeit oder richtiger vor der kambrischen Zeit vergangene Zeitraum, in welchem organisches Leben auf der Erde existierte, bedeutend viel grösser ist als der nachher kommende. Darauf deutet die starke Differentiation der in den ersten petrifikat-führenden Schichten aufbewahrten Reste von Organismen, welche ja nach der jetzt vorherrschenden darwinistischen Anschauung alle sich aus ähnlichen Urahnen haben entwickeln müssen. Die spätere Evolution der Organismen ist nur ein geringer Bruchteil von dem nach der Darwinschen Theorie postulierten präkambrischen.

Nach den geologischen Daten ist man daher geneigt, die Grössenordnung der Existenzzeit von Organismen auf unserer Erde zu einer Milliarde von Jahren zu schätzen. Wir kommen offenbar auf diesem Wege zu Zeiträumen, welche merkliche Bruchteile der oben für die Existenzzeit der Sonne berechneten (vgl. S. 163) ausmachen.

Die Gesteine der Erdkruste. Bei vielen Gesteinen fällt es sofort auf, dass sie aus parallelen Schichten, die aufeinander gelagert sind, bestehen (vgl. Fig. 89). Die Geologen erklären diese Erscheinung so, dass die betreffenden Erdmassen sich am Boden von Wasserbecken abgesetzt haben Die Flüsse schleppen Partikelchen von den durchströmten Gegenden zum Meere mit. Die gröbsten werden nahe an der Flussmündung als Sandschichten abgelagert, die feineren werden weiter hinaus als Thon abgesetzt. Wegen der raschen Sedimentation in salzhaltigem Wasser geschieht dieser Absatz nicht weiter als einige hundert Kilometer von der Küste auf der sogenannten Kontinentalstufe.

Nun geschieht es, dass der betreffende Fluss zu einigen Zeiten anschwillt und mehr und gröberen Detritus ablagert, als zu anderen Zeiten, in welchen er weniger Wasser und Schlamm führt. Demzufolge wird

die Ablagerung periodische Wechsel in Korn, Dichte, Farbe und Festigkeit zeigen.

Da der Meeresboden zum weit überwiegenden Teil horizontal ist, so waren diese sedimentären Schichten anfangs horizontal. Wenn sie dies noch sind, haben sie ihre alte Lage in der Hauptsache behalten. Sehr

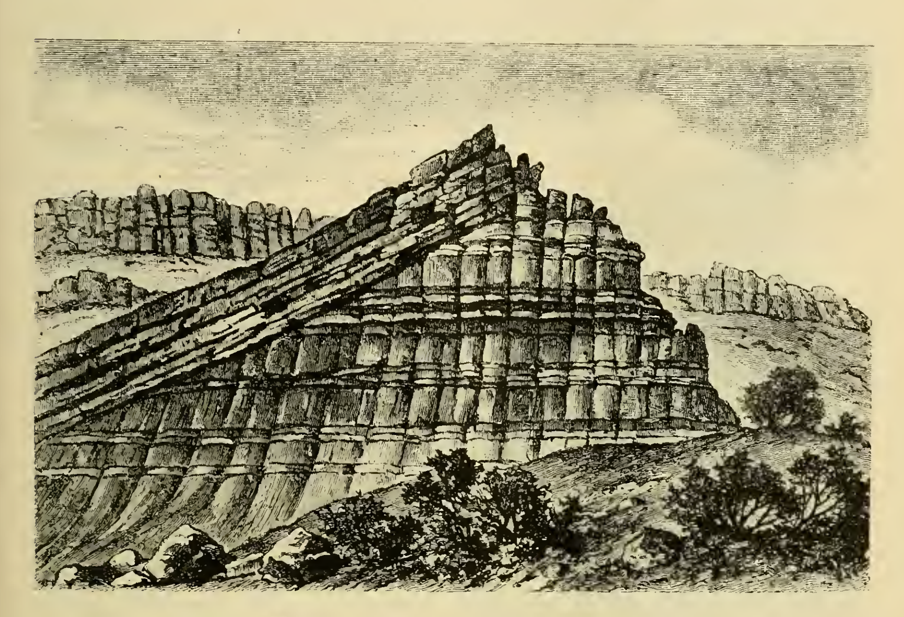


Fig. 89. Sedimentäre Schichten vom Yellowstone-Thal, Nordamerika.

häufig sind sie aber zufolge der Schrumpfung der Erdkruste aufgerichtet und in der mannigfaltigsten Weise verbogen.

Häufig haben sich auf solchen aufgerichteten Schichten neue horizontale Schichten aufgelagert, welche wiederum aus der horizontalen Lage verschoben sein können.

Bei der Faltung sind die Schichten häufig so stark gebogen, dass ihre Einzelteile notwendig zerbrochen werden mussten. Trotzdem zeigen diese Schichten meistens makroskopisch keine Risse. Dies beruht offenbar darauf, dass die Biegung unter sehr hohem Druck der obenliegenden Schichten stattfand, sodass die Bruchstücke sich nicht zur Seite verschieben konnten. Unter dem Mikroskop zeigen sich aber die kleinen Risse deutlich.

Häufig entstehen aber bei solchen Deformationen grosse Risse, die mehrere Schichten durchsetzen. Längs einer solchen Spalte verschieben

sich die Schichten gegeneinander. Die Verschiebung oder Verwerfung kann sehr verschiedene Dimensionen nehmen, von einigen Millimetern (Fig. 90) bis zu Tausenden von Metern. Diese Verschiebungsspalten spielen eine sehr grosse Rolle bei den Erdbeben und den vulkanischen Erscheinungen.

Die meisten sedimentären Gesteine sind bei ihrer Ablagerung durch das darin enthaltene Wasser ganz weich wie Thon oder wenig zusammenhaltend wie Seesand. Wenn sie unter hohen Druck zufolge von überlagernden Schichten geraten, und besonders wenn sie durch tiefe Lage eine erhöhte Temperatur erhalten, werden sie hart und gehen in wirkliche Gesteine über. Häufig wird dieser Prozess dadurch beschleunigt, dass durchsickerndes Wasser ein Cement absetzt, welches die verschiedenen Teile zusammenkittet. Vielleicht löst auch das Wasser unter hohem Druck und bei hoher Temperatur einen Teil (die kleinsten Partikelchen) des Sedimentes auf und krystallisiert es an anderen Stellen (den grösseren Partikelchen) aus, wodurch eine Cementation ohne Zufuhr von fremden gelösten Körpern zustande kommt.

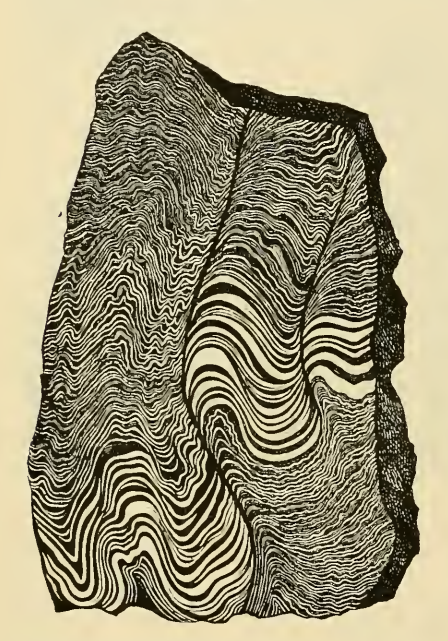


Fig. 90. Gefalteter Schiefer mit zwei kleinen Verschiebungen (nach Heim).

Ausser diesen Gesteinen, welche aus Bruchstücken von anderen Gesteinen gebildet sind und „klastische Sedimente“ genannt werden, kommen sogenannte chemische Sedimente vor. Diese bestehen in Verbindungen, welche sich aus gesättigten Lösungen am Boden abscheiden, wie ohne Zweifel im Toten Meer jetzt geschieht. Die wichtigsten dieser Ablagerungen sind Steinsalz, Gips und Anhydrit.

Einige von den Verbindungen, welche in diesen chemischen Sedimenten vorkommen, haben ein hohes Interesse dadurch erhalten, dass sie unter einer bestimmten Temperatur nicht bestehen können. So z. B. ist Tachhydrit, der unter den Stassfurter Salzen vorkommt, nur oberhalb 22° (bei Atmosphärendruck) beständig, bei niedrigeren Tempera-

turen zerfällt er unter Wasseraufnahme in Chlormagnesium und Chlorcalcium nach der Formel:

$$CaCl_2\,2\,MgCl_2\,12\,H_2O + 6\,H_2O = 2\,(MgCl_2\,6\,H_2O) + CaCl_2\,6\,H_2O.$$

Tachhydrit — Wasser — Chlormagnesium — Chlorcalcium

Anwesenheit von fremden Salzen, wie Chlornatrium und Chlorkalium in der Sättigung entsprechenden Mengen übt keinen merklichen Einfluss auf die genannte Übergangstemperatur. Ebenfalls übt der Druck eine ausserordentlich geringe Wirkung aus, indem die Umwandlungstemperatur bei einer Drucksteigerung von 1 Atmosphäre um nur 0,017° C. zunimmt. Es erscheint demnach der Schluss berechtigt, dass die Tachhydrit-Ablagerungen in Stassfurt aus einem Wasser von über 22° C. abgesetzt sind. (Die mittlere Jahrestemperatur ist daselbst jetzt nur etwa 9° C.) Die Bedeutung dieses von van't Hoff und seinen Schülern festgestellten Umstandes für die geologische Forschung braucht nicht besonders hervorgehoben zu werden.

Eine relativ untergeordnete Rolle spielen die chemischen Sedimente von Kieselsäure (Kieselsinter) und Kalk (Kalktuff, Travertin). Dieselben setzen sich gewöhnlich in der Nähe stark kieselsäure- oder kalk-haltiger Quellen ab. Die bekanntesten Ablagerungen dieser Art finden sich an den Geysirs (Kieselsinter), an Wasserfällen, z. B bei Tivoli (Travertin) und an Thermen, beispielsweise der Karlsbader Quelle (Sprudelstein). Diese Ablagerungen sind insofern von Wichtigkeit, als dieselben die Abdrücke von organischen Bildungen enthalten, welche in der Nähe der Quelle gelebt haben (vgl. Fig. 91). Diese Absätze gehören zu jungen Zeitepochen und ihre Fossile entsprechen noch lebenden Landpflanzen und Tieren. Sie geben infolgedessen sehr interessante Aufschlüsse über die Änderung des Pflanzen- und Tierlebens und damit des Klimas in jüngst vergangener Zeit.

Grosse Ablagerungen von kohlensaurem Kalk finden sich in den Stalaktiten- und Stalagmitenbildungen der unterirdischen Höhlen. Auch in vom Meer abgeschlossenen Teilen hat es passieren können, dass das Wasser an Calciumkarbonat übersättigt wurde und dasselbe am Boden absetzte. Diese Bildungsweise besitzen wahrscheinlich die sogenannten Oolithe, kugelförmige Konkretionen von Kalkstein, der lithographische Schiefer von Solnhofen, u. s. w.

Sonst wird das Calciumkarbonat aus dem Wasser durch Mitwirkung von Tieren oder Pflanzen abgesondert. Die abgestorbenen Teile dieser Organismen liefern das Material der sogenannten organogenen Sedi-

mente. Da das Meereswasser, wenigstens in der Gegenwart, in Bezug auf Kalk nicht gesättigt ist, so kann der Kalk auf diesen Organismen nicht durch eine einfache Auskrystallisation ausgeschieden werden. Vielmehr findet ein chemischer Ausscheidungsprozess statt, und der Kalk wird von organischen Geweben eingekapselt, wodurch er vor der Auflösung bewahrt wird. Diese organischen Gewebe schützen auch den Kalk einige Zeit

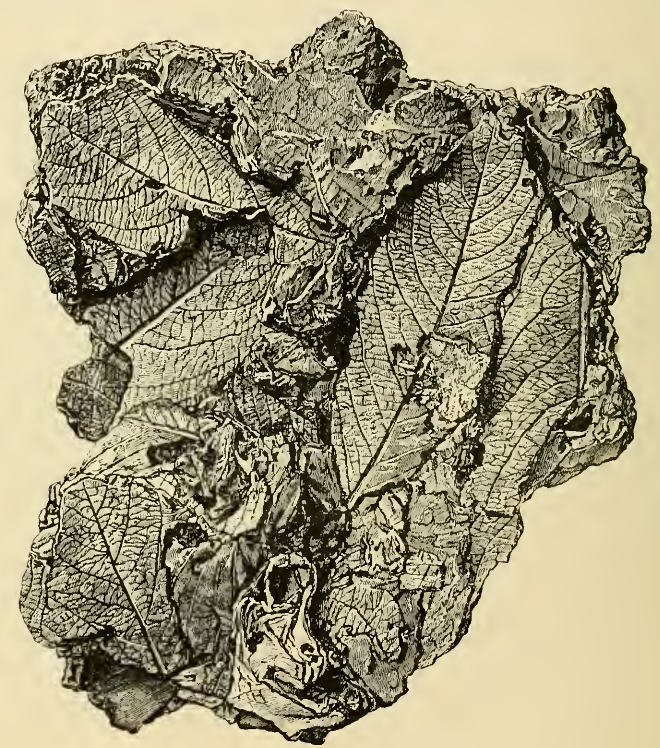


Fig. 91. Travertin mit Blattabdrücken von Tivoli.

nach dem Tod und haben auf diese Weise mächtig zur Fossilbildung beigetragen. Andere organogene Sedimente sind die Steinkohlen- und Braunkohlenlager, der Torf u. s. w. Sie spielen in Bezug auf Häufigkeit eine untergeordnete, in wirtschaftlicher Hinsicht aber eine sehr bedeutende Rolle.

Ganz anders verhalten sich die Massengesteine, von welchen das verbreitetste der Granit ist. Diese Gesteine treten nicht geschichtet, sondern in Kuppen, Decken, Gängen auf. Sie sind durch Erstarrung des Magmas aus dem Erdinnern entstanden und entstehen noch als vulka-

nische Bildungen. Sie nehmen nach Tillo etwa 4 Proz. der untersuchten Erdoberfläche ein. Die Granite kommen wahrscheinlich als Unterlage der sedimentären Schichten überall vor.

Die Massengesteine haben eine ziemlich einförmige Zusammensetzung. Sie bestehen aus Kieselsäure und Silikaten, hauptsächlich von Alkalimetallen, Magnesium, Kalk, Eisen und Thonerde. Der Kieselsäuregehalt kann zwischen 85 und 40, selten 30 Proz. schwanken. Je nach der

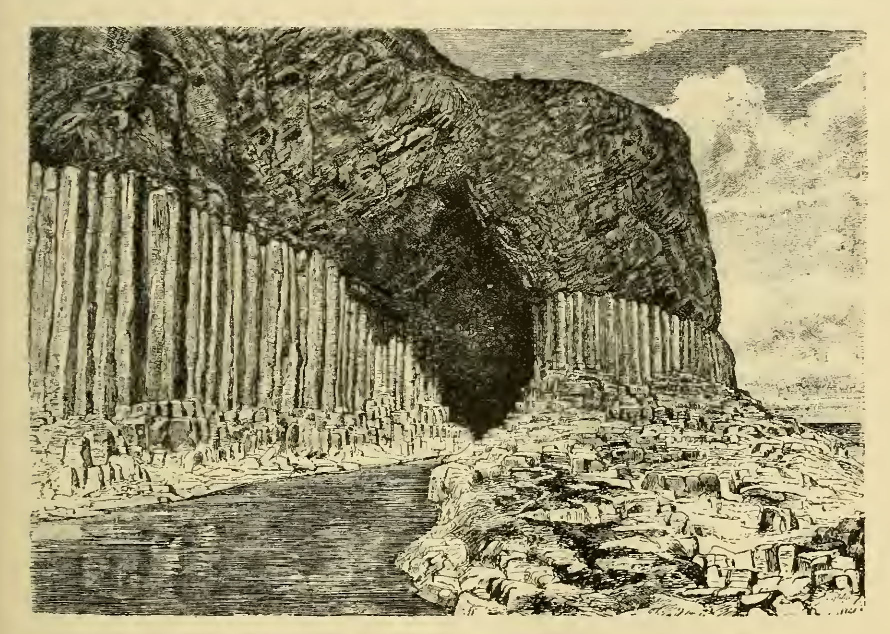


Fig. 92. Die Fingalshöhle auf Staffa, Schottland.

Grösse derselben werden die Gesteine sauer oder basisch genannt. Einige Analysen der gewöhnlichsten Massengesteine sind auf folgender Seite zusammengestellt.

Je nach der Länge der Zeit, welche den Magmen zu ihrer Abkühlung gegeben wurde, besitzen die daraus entstandenen Massengesteine mehr oder weniger entwickelte Krystalle. Die grössten Krystalle besitzen die Pegmatite, bei deren Erstarrung wahrscheinlich grosse Mengen von Wasserdampf das Magma relativ leichtflüssig machten. Danach kommen die gewöhnlichen Granite, welche tief unter der Erdoberfläche erstarrt sind. Eine mikrokrystallinische Struktur besitzen die Basalte, welche häufig wie in der berühmten Fingalshöhle auf Staffa senkrecht zur kühlen Oberfläche säulenartig zerklüftet sind (vgl. Fig. 92).

Prozentische Zusammensetzung einiger Massengesteine, zusammengestellt nach Rosenbusch.

		I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI
Kieselsäure	SiO_2	84,6	72,2	65,9	59,7	44,8	68,36	54,39	49,27	45,79	43,63	41,60
Thonerde	Al_2O_3	7,8	9,7	11,0	11,4	13,0	13,24	10,09	18,54	17,99	14,14	37,20
Eisenoxyd	Fe_2O_3	0,8	—	—	2,0	3,3	1,29	7,07	6,98	11,01	7,72	3,21
Eisenoxydul	FeO	—	5,9	6,4	4,9	3,4	3,39	5,79	5,62	4,33	4,96	0,30
Magnesia	MgO	—	3,8	4,3	7,9	12,2	1,15	6,49	3,76	5,14	9,73	0,02
Kalk	CaO	0,5	4,4	5,2	9,8	16,2	2,51	8,89	10,38	5,53	11,83	0,23
Natron	Na_2O	3,6	3,4	2,6	3,2	1,8	2,05	4,16	3,45	3,39	2,84	0,07
Kali	K_2O	3,1	0,6	4,6	1,1	0,3	5,34	2,17	2,22	3,30	1,45	—
Wasser	H_2O	—	—	—	—	—	2,63	0,57	—	3,93	3,22	13,54

I. Alkaligranit, Bühlberg bei Eibenstock. II. Tonalit, Avio-See, Adamello. III. Hornblendesyenit, Plauenscher Grund bei Dresden. IV. Diorit, Schwarzenberg bei Barr, Unter-Elsass. V. Hornblendegabbro, Pavone bei Ivrea, Piemont. VI. Hypersthenandesit, Norra Dellen, Schweden. VII. Dolerit, Westliches Plateau, Branshohl, Meissner, Hessen. VIII. Ätnalava vom 30. Januar 1865, Lingua grossa. IX. Diabas, porphyrartig, Öje, Dalekarlien. X. Basalt, deckenförmig, Steinwand bei Bachelsdorf unfern Tetschen. XI. Typisches „Soapstone", Musora-Mine, Michigan. (I—V sind Tiefengesteine, VI—XI Oberflächengesteine. In jeder Gruppe sind die sauersten Gesteine zuerst aufgezählt.)

VI enthält ausserdem 0,27 Proz. Manganoxydul, MnO, X 0,94 Proz. Phosphorsäure, P_2O_5, und XI 3,79 Proz. Titansäure, TiO_2, 0,08 Proz. MnO, 0,14 Proz. P_2O_5 und 0,38 Proz. CO_2; der hohe Wassergehalt und der Kohlensäuregehalt geben eine ziemlich weitgehende Verwitterung dieses Gesteins an.

Als Glas erstarren die Obsidiane, Bimssteine und ähnliche Produkte. Amorphes Glas kommt auch in krystallisierten Massengesteinen häufig vor, ihre Erstarrung aus feurig-flüssigem Zustand angebend.

In diesen Gesteinen trifft man häufig andere interessante Einschlüsse, die bei der Erstarrung entstanden sind und zufolge der Zusammenziehung nicht ihren ursprünglichen Raum ausfüllen, wodurch ein Bläschen gebildet wurde (Fig. 93). Sie sind meistens mikroskopisch Aus der Grösse dieses Bläschens relativ zur umgebenden Flüssigkeit kann man den Druck schätzen, welcher bei der Erstarrung herrschte. Da die Bläschen im allgemeinen sehr klein sind, muss man auf einen sehr hohen Druck schliessen. Die Flüssigkeit besteht für gewöhnlich aus Wasser, häufig mit darin gelösten Salzen, welche bisweilen auskrystallisieren, sehr oft auch aus Kohlensäure. Diese letzte kann man daran erkennen, dass bei einer mässigen Erhitzung (über 33° C.) das Bläschen verschwindet, indem die Kohlensäure den kritischen Punkt überschreitet.

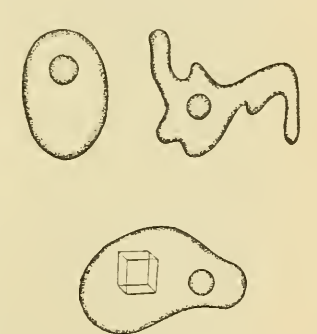


Fig. 93. Einschlüsse. Die untere Blase enthält einen würfelförmigen Kochsalzkrystall.

Sehr eigentümlich sind die krystallinischen Schiefer, welche gewissermaassen einen Übergang zwischen den geschichteten und den Massengesteinen bilden. Diese Gesteine, deren wichtigste Vertreter Gneis, Glimmerschiefer, Chloritschiefer, Talkschiefer und Marmor (Urkalk) sind, zeigen durch ihre Parallelstruktur eine gewisse Ähnlichkeit mit den sedimentären Ablagerungen, mit den Massengesteinen wiederum dadurch, dass sie krystallinisch sind. Es giebt auch alle möglichen Übergänge zwischen beispielsweise Glimmerschiefer und dem sedimentären Thonschiefer auf der einen, zwischen Gneis und Granit auf der anderen Seite.

Ein grosser Teil der krystallinischen Schiefer ist unzweifelhaft durch Verschieferung unter hohem Druck aus Massengesteinen entstanden.

Seitdem Reusch gezeigt hatte, dass in der Umgebung der Stadt Bergen in Norwegen krystallinische Schiefer zu finden sind, welche Fossile enthalten, war es deutlich, dass diese durch Metamorphosen an sedimentären Schichten haben entstehen müssen. Ähnlich ist das Verhalten der teilweise fossilführenden Marmorlager bei Carrara, welche aus einer so späten Epoche wie der Tertiärzeit stammen.

Eine solche Umwandlung kann dadurch zustande kommen, dass ein

Magmastock zwischen sedimentären Bergarten einsetzt und dieselben hoher Temperatur und hohem Druck aussetzt. Unter diesen Bedingungen steigt die lösende Kraft des anwesenden Wassers bedeutend und in genügend langer Zeit kann eine starke Krystallisation eintreten.

Noch gewöhnlicher als diese sogenannte Kontaktmetamorphose scheint die Dynamometamorphose zu sein. Lossen beobachtete zuerst, dass die jüngeren krystallinischen Schiefer sich vorzugsweise da gebildet haben, wo die ursprüngliche Schichtung stark verbogen ist, eine Beobachtung, welche sich bewährt hat. Diese Teile sind einem sehr starken Druck unterworfen gewesen. Damit die für die Krystallisation nötige hohe Temperatur erreicht wurde, mussten die Schichten dem Druck nachgeben. Die dabei entstandene Reibung und die Kompressionsarbeit unter Drucken, die gegen Hunderttausende von Atmophären erreichen mögen, können eine für das Zustandebringen der Krystallisation nötige Wärme erzeugen. In Fällen, wo der Druck nicht genügend war, trat die Verbiegung ohne krystallinische Umwandlung ein.

Es ist auch wohl denkbar, dass am Boden des Urmeers die Temperatur genügte, um die daselbst abgelagerten Sedimente allmählich in krystallinische Schiefer umzuwandeln. In dieser Weise sind, nach der Ansicht einiger Forscher, die ältesten Gneise, die sogenannten Fundamentalgneise, entstanden.

Vulkane. Unter den Bergen der Erde haben die Vulkane lange die besondere Aufmerksamkeit durch ihre Wirksamkeit auf sich gezogen. Sie fördern nämlich aus dem Erdinnern kolossale Massen zu Tage und geben dadurch zu Bergbildung Anlass. Das gewöhnlichste Eruptionsprodukt ist wohl Wasserdampf, weshalb der thätige Vulkan beinahe immer zu einer starken Wolke an seiner Spitze Anlass giebt. Diese Wolke giebt häufig ausserordentlich heftige Niederschläge, oft unter Entladung von ungeheuren Mengen von Elektrizität. Dies trifft besonders bei den gewaltigen Explosionen ein, bei welchen die Wolke eine Höhe von gegen 10 km erreicht. Häufig nimmt die Wolke (bei ruhiger Luft) eine pinienförmige Gestalt an, wie schon Plinius im Jahre 79 beim heftigen Ausbruch des Vesuvs bemerkte. Die Grösse der Wolke in den nebenstehenden Figg. 94—96 kann man schätzen, wenn man weiss, dass der Vesuv sich etwa 1300 m über den Meeresspiegel erhebt.

In zweiter Linie kommt das andere einflussreiche Gas der Atmosphäre, Kohlensäure, in grosser Menge vor. Freier Wasserstoff, welcher mit Flamme verbrennt, ist auch (bei Kilauea in Hawaï) konstatiert worden. Ausserdem finden sich in geringerer Menge andere Gase, wie Schwefel, Schwefel-

wasserstoff, Chlorwasserstoff, Salmiak, seltener flüchtige Metallverbindungen, wie Chloride von Eisen und Kupfer, Borsäure u. s. w. in den gasförmigen Eruptionsprodukten vor. Von den festen Produkten

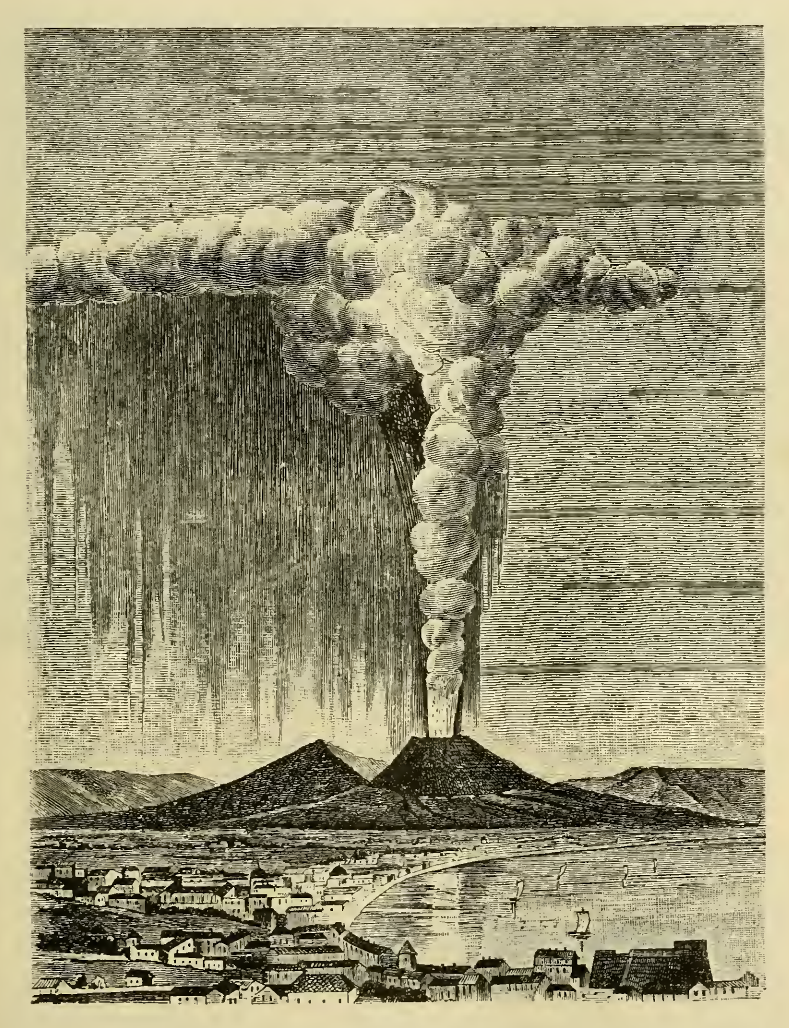


Fig. 94. Pinienförmige Wolke über dem Vesuv beim Ausbruche im Jahre 1822, nach Poulett Scrope.

sind der Bimsstein und die Asche die wichtigsten. Diese beiden Produkte sind eigentlich Lava, welche durch heftiges Freiwerden von Wasserdampf, Kohlensäure und anderen Gasen in äusserst kleinen Staub zersprengt oder mit Blasen gefüllt ist. Grössere Gesteinsfragmente werden

Sand und noch grössere Bomben oder Lapilli genannt. Diese sind oft gewunden (Fig. 97), welches zeigt, dass sie in zähflüssigem Zustande aus-

Fig. 95. Ausbruch des Vesuvs am 26. April 1872, nach Photographie v. Sommer.

geworfen, in der Luft durch deren Widerstand geformt und nachher erstarrt sind.

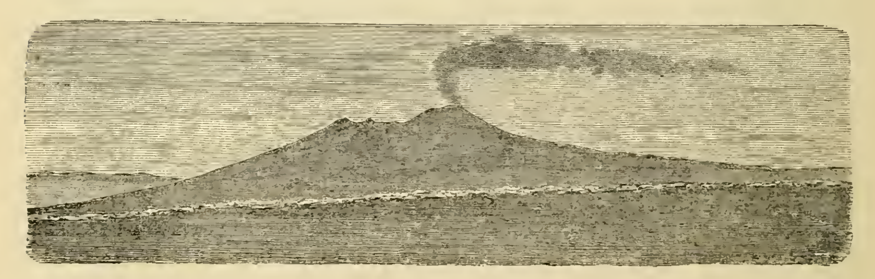


Fig. 96. Der Vesuv von der Insel Nisita gesehen. Die vulkanische Thätigkeit ist mässig.

Fallen diese losen Auswürfe ins Meer, wie bei unterseeischen Eruptionen, so entstehen sedimentäre Lager von vulkanischem Tuff,

welche die Abgüsse der in ihnen beerdigten Seetiere enthalten. Von dieser Art ist die Landschaft Campagna Felice bei Neapel.

Die Wolke über dem Vulkan löst sich bei der Eruption in einem äusserst heftigen Gewitterregen, einem wahren Wolkenbruch, auf.

Beim gleichzeitigen Herunterfallen von Regen und Asche entsteht ein breiartiger Schlamm, wozu auch die lockeren Teile des Vulkankegels beitragen, welcher die schwersten Verheerungen anstellt. So z. B. überdeckte solch' ein Brei Pompeji (79 n. Chr.) in einer Höhe von 7 Meter. Dabei schmiegte sich dieser Brei gänzlich an die Oberfläche der davon

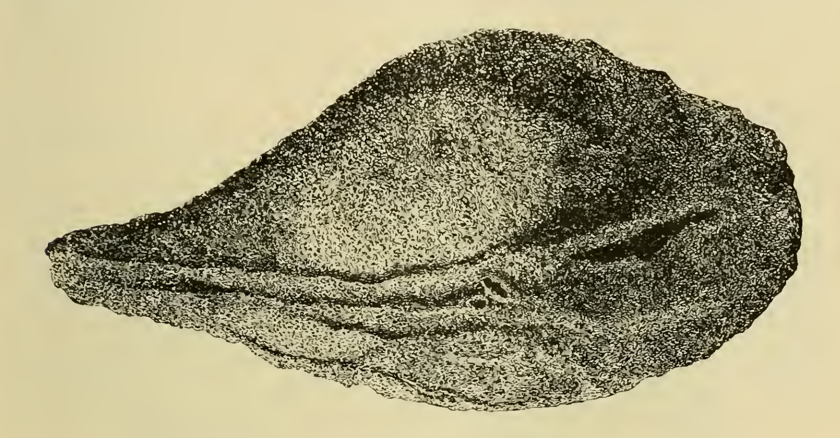


Fig. 97. Eine „gedrehte Bombe“ vom Vesuvausbruch im Jahre 1872.

getroffenen Gegenstände an und erhärtete danach als eine Art von Tuff, welcher getreue Abgüsse von den darin begrabenen, organischen, zum grossen Teil verschwundenen, Körpern lieferte.

Das Magma, welches nicht durch die Gewalt des Ausbruches in die Atmosphäre getrieben wird, fliesst häufig durch Risse im Vulkanberge und breitet sich als ein Lavastrom aus. Anfangs ist die Lava leichtflüssig, besonders wenn sie stark wasserhaltig ist. Später, wenn sie erkaltet, bedeckt sie sich mit einer festen Kruste und fliesst dann immer langsamer. Das gewöhnliche ist deshalb, dass der Lavafluss nicht besonders grosse Dimensionen annimmt und folglich keine grösseren Verheerungen anstellt. Die Kruste ist häufig durch Entweichen von Gasen ausserordentlich stark zerbrochen, so dass es oft unmöglich ist, einen solchen erstarrten Lavastrom zu passieren. Bisweilen breitet sich die Lava aus sehr grossen Rissen nach allen Seiten aus und überflutet dann grosse Landstrecken von mehreren tausenden Quadratkilometern,

Thäler ausfüllend und Hügel überdeckend. In solchen Fällen bilden sich grosse Plateaus. Dies scheint auf der stark vulkanischen Insel Island besonders häufig einzutreffen. In älteren Schichten der Erde trifft man nicht selten Bildungen dieser Art.

Sonst fallen die festen Auswurfstoffe zum grössten Teil in der Nähe der Auswurföffnung nieder, und in dieser Weise bilden sich die kegelförmigen Berge, welche die charakteristische Form der Vulkane besitzen. Die Neigung dieser Berge gegen den Horizont hängt von dem Böschungswinkel der Auswurfstoffe ab. Bei den leichten Aschenbestandteilen ist dieser Winkel recht gross, bis 25—30^{0}, wie bei dem grossen vulkanischen Feuerberg Popocatepetl und bei dem prachtvollen japanischen Vulkane Fusi-Yama, welcher von den japanischen Künstlern so häufig wiedergegeben ist. (Fig. 98). Die niederen Abhänge des Berges, welche



Fig. 98. Der japanische Vulkan Fusi-Yama.

unter dem Einfluss des Regens abgesetzt sind, haben eine geringere Neigung (10—15^{0}). Auch die höheren Teile des Aschenkegels werden von Niederschlägen mit Kannelierungen ausmodelliert, welche zu Thälern sich verbreitern, die häufig mit der üppigsten Vegetation bedeckt sind.

Viel geringere Neigung haben die relativ wenigen Vulkane — die typischen sind die hawaïschen Feuerberge Mauna Kea und Mauna Loa — welche durch ruhiges Ausfliessen von Lava gebildet sind. Trotz ihrer gewaltigen Höhe, welche beinahe diejenige vom Montblanc erreicht, besitzen diese Vulkankegel eine Neigung von nur etwa 9^{0}. An dem Mauna-Loa ist der bekannte grosse Kraterkessel Kilauea (Figg. 101 und 102) gelegen, welcher in einer Ausdehnung von etwa 12 km^{2} mit glühender Lava gefüllt ist. Diese wallende Lavamasse giebt durch Gasentbindung zu stetigen kleinen Explosionen Anlass, bei welchen die Feuerfontänen

etwa 20 m hoch hinaufspritzen. Bisweilen giesst sich dieser Lavasee durch Risse in den Kraterrändern aus und speist einen Lavafluss über die Bergabhänge, wonach die Lavamasse schnell zurücksinkt.

Die leichtere vulkanische Asche kann sehr weit durch Luftströ-

Fig. 99. Der Kraterkessel Kilauea nach C. E. Dutton.

mungen geführt werden, so z. B. von Island herüber nach dem europäischen Kontinent, von amerikanischen Vulkanausbrüchen quer über den Ozean nach der alten Welt. Am weitesten wurden die Aschenbestandteile beim Krakatauausbruch umhergeschleudert. Die feinsten Staub-

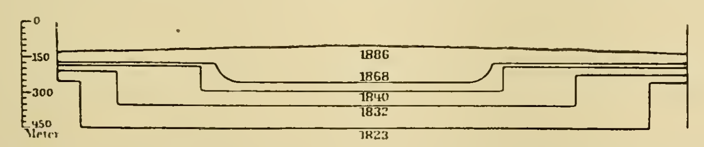


Fig. 100. Querschnitt des Kilauea-Kraters zu verschiedenen Zeiten nach J. D. Dana.

teile wurden über 30000 m in die Höhe getrieben und breiteten sich über die ganze Erde aus. Sie gaben sich mehrere Jahre lang durch prächtige „rote“ Sonnenuntergänge kund. Bei derselben Eruption wurden ungeheuere Massen von Bimsstein ins Meer geworfen, welche die Schiff-

fahrt in diesen Gegenden stark gefährdeten. Der Bimsstein, welcher häufig auf dem Meer herumtreibt, wird entweder zu den Küsten geworfen, wo er sich allmählich in Meeressand verwandelt oder er sinkt zum Meeresboden und bildet da vulkanische Schichten.

Bei den meisten Vulkanen kommen Lavaschichten abwechselnd mit Aschenschichten vor.

Die Eruptionen der Vulkane können sehr verschieden sein. Bisweilen verlaufen sie sehr ruhig wie in Hawaï. Dasselbe ist der Fall

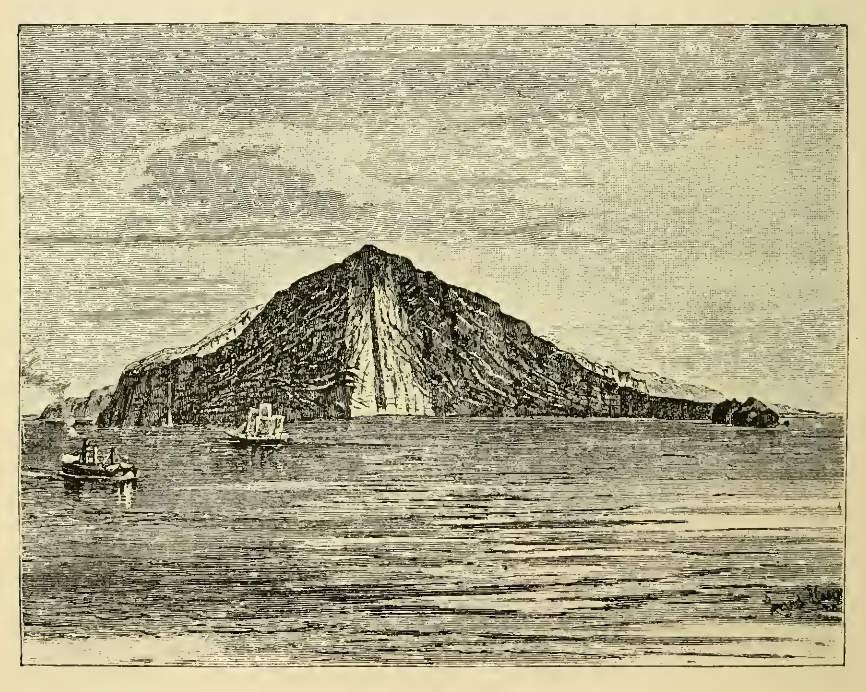


Fig. 101. Die Innenwand des Rakata-Kegels nach Judd.

mit den Ausbrüchen des Liparischen Inselvulkanes Stromboli, welcher seit Jahrtausenden in stetiger Thätigkeit mit Intervallen von weniger als einer bis zwanzig Minuten ist, so dass er als der beste Leuchtturm für die Schiffahrenden mit seinen Flammen in der Nacht und seinem Rauch am Tage dient. Ganz anderer Art war der gewaltige Krakatau-Ausbruch vom 26.—27. August 1883. Dabei wurden etwa 18 km^3 in die Luft gesprengt. Mehr als die Hälfte der alten Vulkankegel wurde in die Höhe geblasen (vgl. Fig. 101). Von den 33 km^2 dieser Insel blieben nur 10,5 zurück. An der anderen Seite entstanden durch die

Aufhäufung der Auswurfstoffe zwei neue Inseln und andere Inseln wurden vergrössert. Trotz der wenig dichten Bevölkerung in diesen Gegenden (der Krakatau selbst war unbebaut) war der angerichtete Schaden sehr gross, man schätzt die Zahl der Opfer der Katastrophe zu 40000. Ein ähnlicher Ausbruch war derjenige des Vesuv (79 n. Chr.), wobei ein grosser Teil des alten Vulkans, dessen Überbleibsel unter dem Namen Monte Somma bekannt sind, in die Luft geblasen wurde. Bei dieser Gelegenheit wurden blühende Städte, wie Herculanum und Pompeji, unter Lava oder Asche begraben. Gerade diejenigen Vulkane, welche sehr lange Ruheperioden zwischen ihren Ausbrüchen besitzen, sind es, welche die grössten Verheerungen anstellen. Es wird die Ausflussröhre, welche im Krater mündet, durch erstarrte Lavamassen zugestopft, sodass die darunter entwickelten Dämpfe einen enormen Druck entwickeln müssen, bevor sie die hemmende Schicht wegreissen können. Nach 79 hat der Vesuv in den Jahren 203, 472, 512, 685, 993, 1036, 1139, 1500, 1631 und 1660 Ausbrüche gehabt. Seitdem ist er in beinahe unausgesetzter Thätigkeit. Sehr heftige Ausbrüche kamen in den Jahren 1794, 1822, 1872 und 1900 vor.

Wenn einmal die erstarrte Kruste in der Vulkanröhre so dick wird, dass sie nicht mehr dem Drucke der Lavamassen nachgiebt, so ist der Vulkan als erloschen anzusehen. Wie der Vesuv vor dem Jahre 79 n. Chr. zeigt, ist es häufig schwer zu sagen, ob ein Vulkan wirklich erloschen ist, oder nur seit historischer Zeit ruht. Wirklich erloschene Vulkane und Anzeichen ihrer Thätigkeit giebt es massenweise auf der ganzen Erde. Zu diesen gehören einige der höchsten Berge der Erde, wie Aconcagua in Südamerika (6970 m) und Kilimandjaro (6010 m) in Mittelafrika. Die bekanntesten Beispiele erloschener vulkanischer Thätigkeit bieten das Eifelgebiet in Deutschland, die Vulkane der Auvergne und die Phlegräischen Felder in Italien. Auch in England und Schottland trifft man häufig Basalte an, welche an eine in ziemlich neuer geologischer Zeit geschwundene vulkanische Thätigkeit erinnern. Von diesen Basalten sind wegen ihrer regelmässigen schönen säulenförmigen Bildung diejenigen der Fingalsgrotte berühmt (vgl. Fig. 92). Eine ähnliche sonderbare Bildung ist die Teufelswand in Nordostböhmen. In mehreren der erwähnten Gebiete finden sich noch Spuren einer vulkanischen Thätigkeit vor, welche in heissen Quellen, Gasausströmungen und Schlammvulkanen zu Tage treten.

Wassergase entströmen den Fumarolen, welche in Italien (z. B. Ischia), Griechenland (Melos), Island, Java, Neuseeland, Südamerika sehr

gewöhnlich sind. Kohlensäure ist das Hauptgas der Mofetten, die im Eifelgebiet, besonders im Brohlthal, sehr gewöhnlich sind. Die Hundsgrotte bei Neapel und das Todesthal auf Java gehören dieser Gruppe an. Die Solfataren lassen Schwefeldämpfe, schweflige Säure und Schwefelwasserstoff entweichen. Sie kommen häufig in Italien (die Phlegräischen Felder bei Neapel) und in Griechenland vor.

Thermen, Geysire und Schlammvulkane. Wo das Bodenwasser in die Nähe von alten oder neuen vulkanischen Herden gelangt, wird dasselbe erhitzt und erhält eine stark gesteigerte Fähigkeit, Mineralstoffe zu lösen. Die in dieser Weise entstehenden Quellen, die sogenannten Thermen, befördern deshalb grosse Mengen von gelösten Mineralbestandteilen zur Erdoberfläche, wo sie durch Auskrystallisieren besondere Bildungen — häufig in Kraterform — absetzen. Dies ist besonders der Fall mit den sogenannten Geysiren oder intermittierenden heissen Quellen, welche aus Island, Yellowstone Park (Fig. 102) in Nordamerika (altes Vulkangebiet) und Neuseeland bekannt sind.

Einige künstliche Quellen bieten eine gewisse Ähnlichkeit mit den Geysiren. Aus einem 2000 m tiefen Bohrloch bei der Stadt Kane in Pennsylvanien, sprang (Januar 1879) eine 30—50 m hohe Wasser- und Gassäule, die sich bisweilen entzündete, etwa alle 13 Minuten auf. Während das treibende Gas in diesem Falle Kohlenwasserstoff ist, wird die periodische Springquelle bei Kaschau in Ungarn, die etwa dreimal täglich Eruptionen hat, durch Kohlensäure getrieben. Nach der Eruption müssen neue Gasmassen eine Zeit lang zuströmen, um die zur Hebung der in der Röhre stehenden Wassersäule nötige Spannung zu erhalten.

Man erklärt die Unstetigkeit der Geysire so, dass man annimmt, das Wasser stehe in einem mehr oder weniger vertikalen Kanal aufgestaut. Die unteren Teile desselben befinden sich unter sehr hohem Druck. Wenn durch Wärmezufuhr aus dem Erdinnern der hoch über 100° C. belegene Siedepunkt (in 10, 50 bezw. 100 m Tiefe 121, 159 bezw. 185° C.) am Boden erreicht ist, entstehen Gasblasen, die in höheren Lagen sich stark ausdehnen, wodurch das Wasser ausgetrieben wird und der Druck sich stark vermindert. Das Sieden geht darauf nahezu explosionsartig vor sich, bis die Wassermasse sich so stark abgekühlt hat, dass Ruhe eintritt. Das ausgeschleuderte Wasser fliesst zum Teil zurück und neues Wasser wird von unten zugeführt, so dass, nachdem genug Wärme von unten zugeleitet ist, das Spiel wieder anfangen kann.

Etwas Ähnlichkeit mit den Vulkanen besitzen die Schlammvulkane,

gewöhnlicherweise relativ unansehnliche Bildungen, die Schlamm, Salzwasser und Gase (gewöhnlich Kohlensäure und Kohlenwasserstoffe) ausschleudern. Viele derselben liegen auf altem oder neuem vulkanischen

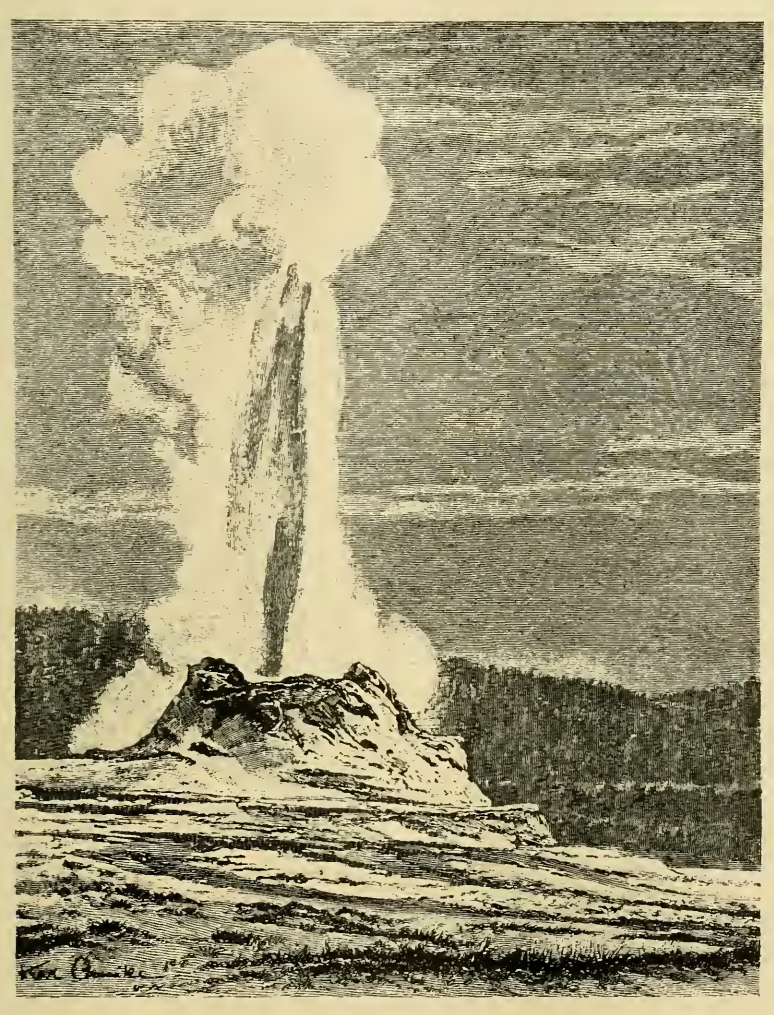


Fig. 102. „Old Faithful", ein Geysir im Yellowstone-Park.

Boden, wie bei Parma und Modena, bei Kronstadt in Siebenbürgen, auf Java, Borneo und Island, andere scheinen aber mit dem Vulkanismus nichts gemeinsam zu haben. Ihre Hitze ist in diesem Falle durch lokale chemische Prozesse (langsame Verwesung organischer Bestandteile) entstanden.

Die Schlammvulkane können bisweilen erhebliche Dimensionen erreichen. Bei Baku geben sie zu Schuttkegeln von über 1000 m Höhe Anlass. Sie werfen Petroleumgase aus, die sich entzünden und häufig grosse Dimensionen (600 m Höhe bei dem Ausbruche von Lok Botan am 5. Jan. 1887) erreichen.

Die Verteilung der Vulkane. Sehr auffallend bei den Vulkanen ist ihre Verteilung auf der Erdoberfläche, wie aus der folgenden Zusammenstellung nach Fuchs hervorgeht:

Thätige Vulkane.

Festland von Europa (Vesuv)	1	Neu-Seeland	4
Inseln im Mittelmeer	6	Aleüten	31
Afrika, Festland	17	Kurilen	27
„ Inseln	10	Japan	24
Westindien	5	Inseln südlich von Japan	8
Arabien	1	Philippinen, Molukken, Sunda-Inseln	49
Centralasien	2 ?	Island	9
Pondichery (submariner V.)	1	Jan Mayen	2
Kamtschatka	12	Azoren	6
Alaska	4	Kanaren	3
Vereinigte Staaten	11	Cap Verde-Inseln	1
Mexiko	10	Antillen	6
Centralamerika	26	Atlant. Ozean (submarine V.)	3
Ecuador	14	Indischer Ozean, Inseln	5
Peru und Bolivia	6	Stiller Ozean, „	26
Chile	17	Südpolarkontinent	2
Feuerland	1		
Neu-Guinea	5	Summa:	355

Das Verzeichnis dieser 355 Vulkane muss natürlicherweise einen grossen Teil Willkür enthalten, indem es sehr schwer ist, zwischen thätigen und erloschenen Vulkanen zu unterscheiden. So ist, um ein paar Beispiele aus Europa zu nennen, der im Jahre 1538 entstandene Vulkan Monte Nuovo in den Phlegräischen Feldern ebensowenig genannt wie der Vulkan Epomeo auf Ischia, der mehrere Ausbrüche in historischer Zeit, das letzte Mal im Jahre 1302, gehabt hat.

Die allermeisten Vulkane liegen rund um den Stillen Ozean verteilt und auch die anderen befinden sich beinahe immer in der Nähe des Ozeans, besonders häufig auf vulkanischen Inseln. Ausserdem sind, wie die

beigefügte Kartenskizze (Fig. 103) andeutet, die mit schwarzen Punkten bezeichneten Vulkane häufig in langen Linien angeordnet (in solchen Fällen sind schwarze Striche gezeichnet). Dies deutet darauf hin, dass die Vulkane an langen Rissen im Erdboden entstanden sind. In Europa befindet sich auf dem Festland nur ein Vulkan, Vesuv, die anderen, worunter die wichtigsten die isländischen, ferner Aetna, Stromboli (Liparische Inseln) und im griechischen Archipel Santorin, sind auf Inseln gelegen.

Am Nordpol ist ein recht grosses vulkanfreies Gebiet. Zwar sind in nicht allzu entfernten geologischen Epochen Franz-Josephs-Land und Spitzbergen Schauplätze starker vulkanischer Thätigkeit gewesen. Der nördlichste jetzige Vulkan, Jan-Mayen liegt unter dem 71. Breitengrade. In den Südpolarländern scheint die eruptive Thätigkeit sich weit heftiger zu entwickeln. Zwei sehr kräftige Vulkane wurden von Lord Ross in Viktoria-Land unter 78° s. Br. entdeckt, welche die Namen Erebus und Terror erhielten. Sehr vulkanisch ist Island, welches vielleicht auf einem Riss in der Mitte des Atlanten liegt, welcher von Jan-Mayen bis Tristan verläuft, und auf welchem auch die vulkanischen Azoren und Canaren sowie andere Inseln liegen.

Die centralasiatischen Vulkane sind zweifelhaft, die afrikanischen Vulkane liegen, wenn nicht am Meer, so doch bei grossen Binnenseen. Am weitesten von grossen Wässern entfernt liegen die Vulkane in Mexiko und Ecuador (Tolima 300 km vom Meer).

Auch die Vulkane vergangener geologischer Epochen sind, so viel man feststellen kann, im allgemeinen in der Nähe der Meere gelegen gewesen.

Der innere Bau der Vulkane. Die Vulkankegel sind grösstenteils aus sehr lockeren Stoffen zusammengesetzt. Deshalb werden sie sehr leicht weggewaschen, nachdem der Vulkan erloschen ist, und man erhält auf diese Weise einen Einblick in den inneren Bau der Vulkane. Erst spült das Wasser tiefe Rinnen in dem lockeren Material der Vulkanabhänge aus. Wenn der ganze Kegel weggewaschen ist, bleibt ein Stock von dem härteren Gestein zurück, welches die Vulkanröhre ausgefüllt hat. Solche konische Reste (vgl. Fig. 104) kommen sehr häufig in Schottland und Nordamerika vor, wo sie „Necks“ genannt werden.

Ein solcher Kegel steht auch in der Mitte des Rakataberges auf Krakatau, welcher Vulkan bei der letzten Eruption entzweigeschnitten wurde. Man sieht (Fig. 101) deutlich diesen centralen Kegel, welcher seitlich von Tuffbetten mit dazwischen gelagerten Lavadecken umgeben ist.

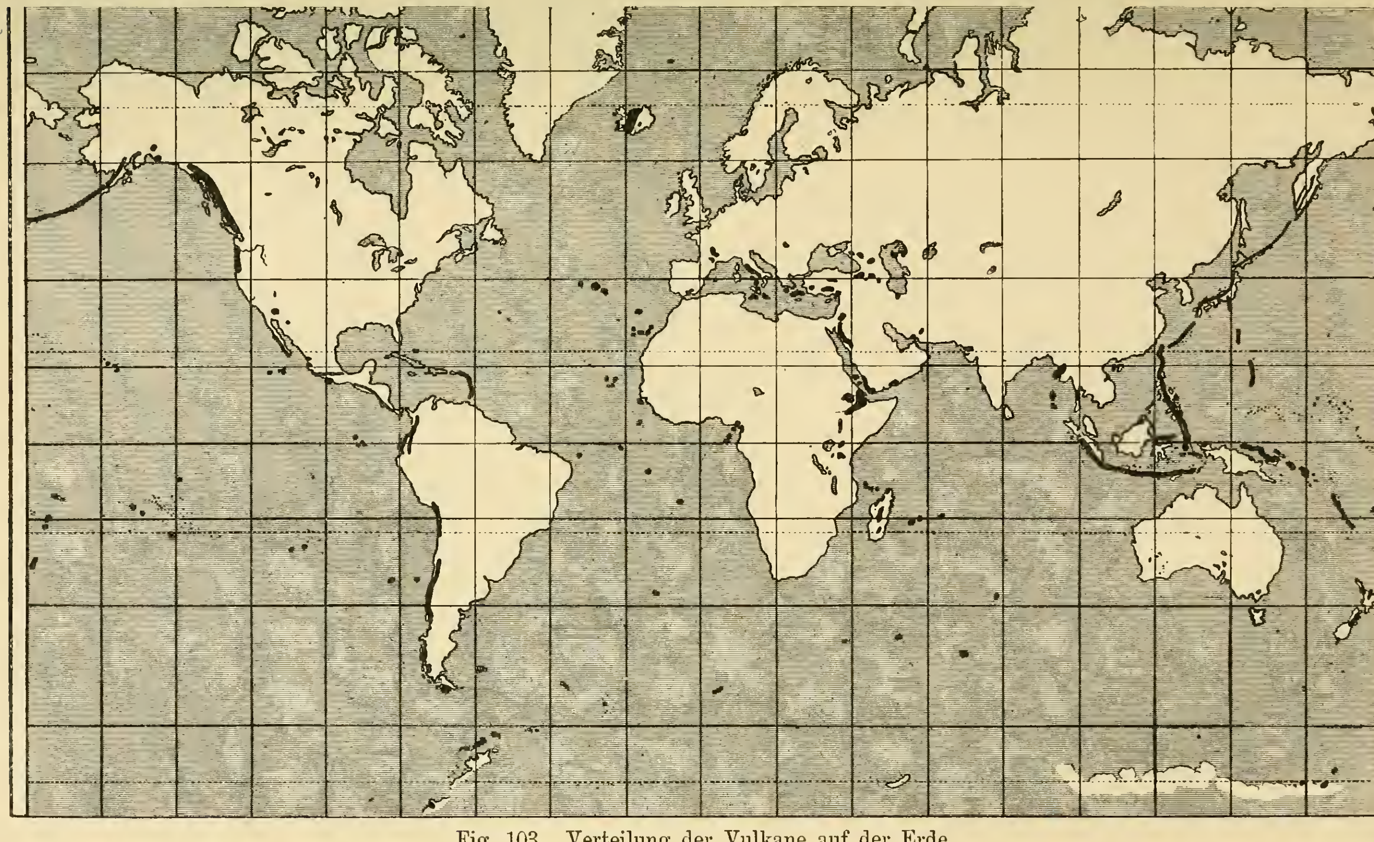


Fig. 103. Verteilung der Vulkane auf der Erde.

Bei der Verwitterung solcher Feuerberge (vom Vesuvtypus, welcher am gewöhnlichsten ist), schützen die härteren Lavagänge die unterliegenden Massen gegen die Abtragung, es entstehen dann Bergrücken, welche radial von der alten Eruptionsstelle auslaufen. Ein solcher Fall kommt bei Monte Venda in den Euganeen bei Padua vor. In diesem Falle sind auch die sedimentären Schichten, auf welchen der ehemalige Vulkan aufgebaut wurde, blossgelegt. Sie bestehen zum grossen Teil aus Kalksteinen, welche an der Kontaktstelle mit der warmen Lava zu etwa 1 m Dicke in Marmor umgewandelt sind. Diese Kontaktmetamorphose trifft nun nicht nur die unter den Lavagängen liegenden Gesteine, sondern auch zum grossen Teil die darüber liegenden. Dies beweist, dass die Lava nicht nur an der Oberfläche der sedimentären Schichten ausgeflossen, sondern auch zwischen dieselben eingedrungen ist.



Fig. 104. Mato Tepee in Wyoming Nordamerika, ein typischer vulkanischer „Neck“.

Ähnliche Ausgüsse zwischen sedimentären Schichten bilden die im Staate Utah gewöhnlichen Lakkolithen, welche Gilbert beschrieben hat. Dieselben bestehen aus kuppelförmigen Trachytmassen, welche zwischen sedimentäre Schichten hineingedrungen sind und die obenliegenden trotz des gewaltigen Druckes gehoben haben. In die Sprünge, welche dabei entstanden, sind Gänge von Trachyt hineingegossen (vgl. Fig. 105). Der grösste von ihnen ist Hillers Lakkolith, seine Höhe wird zu 2, seine Basis auf 6,4 und 5,6 km geschätzt. Von diesen Bildungen hätte man keine Kenntnis, falls nicht die Denudation die obenliegenden sedimentären Schichten weggeführt und die Trachytkuppen blossgelegt hätte.

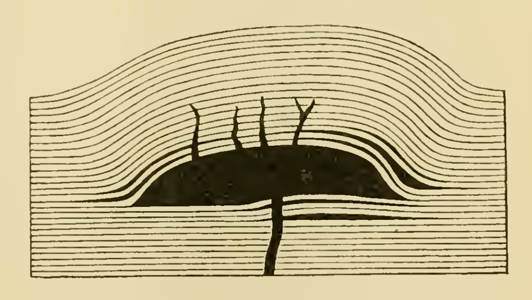


Fig. 105. Schematische Darstellung eines Lakkolithen.

Von ähnlicher Art sind die tief liegenden Batholithen, granitische

Massen von grosser Ausdehnung, welche unter sedimentären Schichten eingedrungen sind. Sie kommen unter anderem im Harz, in Böhmen, Norwegen, Island, Schottland und in den Alpen vor.

Eigentümlich ist, dass in mehreren Gegenden das Vorkommen von Erzgängen an die Grenzzone zwischen diesen Batholithen und dem anliegenden sedimentären Gestein geknüpft ist. Es scheint, als hätte sich bei der allmählichen Abkühlung des Granitmassivs der Wasserdampf mit den darin löslichen Körpern von der Silikatmasse getrennt und wegen ihres niedrigen specifischen Gewichtes an der (oberen) Grenzfläche zum Sediment hin gesammelt. Von da drangen die flüchtigeren Be-

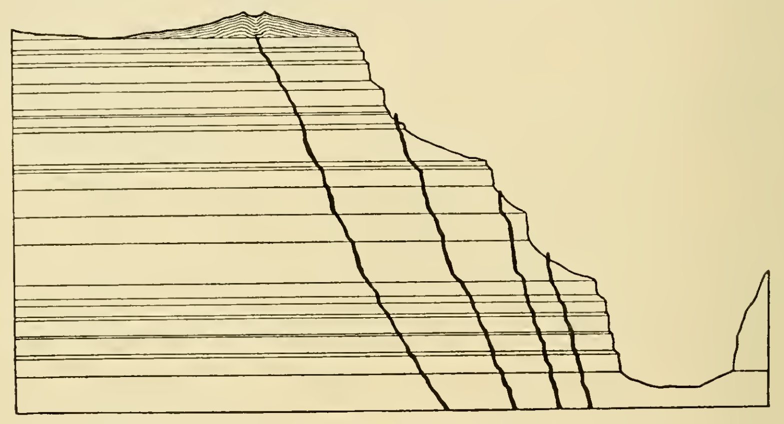


Fig. 106. Vulkanische Gänge mit Aufschüttungskegel am Toroweap-Cañon des Colorado-Plateaus nach C. E. Dutton.

standteile, wie Wasserdampf, Kohlensäure, Schwefelwasserstoff u. s. w. durch die nebenliegenden Schichten, während die darin gelösten Stoffe als Mineralgänge von Sulfiden und Oxyden zurückgelassen wurden. Diese Gänge zeichnen sich auch als Fundorte von seltenen Mineralien und grossartig ausgebildeten Krystallen aus.

Die grosse Gewalt, welche bei der Füllung der vulkanischen Gänge entwickelt wurde, geht auch aus einem interessanten Fall vom Colorado-Plateau hervor, welcher nach Dutton in Fig. 106 abgebildet ist. Mehrere äusserst schmale Gänge haben eine mehr als 800 m dicke Schicht von sedimentärem Gestein ohne zu erstarren durchsetzt und an der Oberfläche Aschenkegel aufgeworfen. Dies kann kaum anders aufgefasst werden, als dass die Risse schon vorhanden waren, das Magma aber nicht erreichten. Plötzlich wurden sie aber dem Magma geöffnet (wahrscheinlich durch den stark wachsenden Druck desselben) und wurden von diesem ausgefüllt.

Übrigens ist es ja selbstverständlich, dass sehr grosse Druckkräfte nötig sind, um das Magma durch den Schlot eines Vulkans, z. B. Vesuv, hinaufzudrücken. In diesem Falle ist das umgebende Niveau ungefähr dasselbe wie das Meeresniveau. Der Druckunterschied an der Aussenseite und der Innenseite des 1300 m hohen Vulkanrohres im Meeresniveau beträgt nicht weniger als etwa 330 Atmosphären. Bei den höchsten Vulkanen würde man bis zu etwa viermal grösseren Druckkräften kommen.

Diese Untersuchungen zeigen auch, dass die Ansicht von Humboldt, nach welcher die Vulkane durch Hebung der sedimentären Schichten entstehen, nicht stichhaltig ist. Solche Hebungen kommen wohl bei den Lakkolithen vor, und sind, obwohl ziemlich selten, bei vulkanischen Ausbrüchen konstatiert, z. B. bei der Hebung der Vulkaninsel Pantellaria am 14. Oktober 1891 um 0,8 m längs einer Küstenstrecke von 10 km. Aber die Feuerberge bestehen nicht aus gehobenen sedimentären Schichten, sondern aus den aufgeschichteten Auswurfstoffen, die durch den Krater herausgeschleudert oder herausgeflossen sind.

Die Entstehungsweise der Vulkane. In älteren Zeiten glaubte man, die Vulkane seien durch lange Kanäle mit dem feurig-flüssigen Erdinnern verbunden. Bei der Schrumpfung des Erdkörpers werde das innere Magma hinausgedrückt, wobei auch das Wasser in Form von hochgespanntem Dampf einen grossen Einfluss ausübe. Sodann verbreitete sich die Ansicht, das Innere der Erde sei fest, und man musste die bis dahin herrschende Anschauung verlassen. Man nahm vielmehr an, dass bei der Schrumpfung der Erde Bewegungen der Erdkruste entstünden, welche später die zum Schmelzen des Gesteines nötige Wärme hervorbrächten und auf diese Weise lokale Lavaherde bildeten. Da nun die specifische Wärme der meisten Materialien der Erdkruste 0,2 beträgt, so muss ein Teil der Erdkruste bei einem Fall von 425 m Höhe sich um nur 5° erwärmen. Damit eine Schmelzung eintrete (bei etwa 1000°) müsste man ein Sinken der Erdkruste von etwa 85 km annehmen, was nicht wohl möglich vorfällt. Nun könnte zwar durch Gleitung zweier Flächen gegeneinander die Wärmeentwickelung stark konzentriert werden, sodass an der Gleitfläche eine Schmelzung entstünde. Dadurch würde aber die Reibung und damit die Möglichkeit einer Lokalisation der Wärme vermindert werden. Und eine stark lokalisierte Schmelzstelle würde bald die Wärme an die Umgebung verlieren. Jedenfalls scheinen die Bewegungen, welche mit der Schrumpfung der

Erdkruste verbunden sind, all zu unerheblich zu sein, um das Entstehen von grossen Schmelzherden zu ermöglichen.

Vielmehr müssen wir annehmen, dass die Erdkruste an einigen Stellen sehr dünn ist, sodass an diesen Stellen das innere flüssige Magma recht nahe an die Oberfläche kommt. Dies kann natürlicherweise am leichtesten an solchen Stellen eintreffen, wo bei Faltungen die Erdkruste geborsten ist. Man war auch bis auf die jüngste Zeit allgemein darüber einig, dass die Vulkane längs grossen Rissen in der Erdkruste gelegen sind, sodass das heisse Erdinnere da relativ nahe an der Oberfläche liegt. In neuester Zeit hat man diese Ansicht vielfach bestritten und mehrere Fälle hervorgesucht, wo Vulkane nicht auf Spalten liegen (Stübel, Branco). Wenn wir das Erdinnere als flüssig, obgleich sehr langsam äusseren Kräften nachgebend, annehmen, bietet es keine Schwierigkeit, eine solche Eigentümlichkeit zu erklären. Die innere flüssige Masse muss aber wegen des hohen Druckes viel zähflüssiger sein wie die leichtflüssige Lava, die wir von der Erdoberfläche kennen.

Um nun weiter zu gehen, benutzen wir die Beobachtung, dass die Lava um so leichter fliesst, je grösser ihr Wassergehalt ist. Wenn Wasser durch feine Risse oder zufolge von Diffusion durch die Erdkruste zum flüssigen Magma hineintritt, wie Angelot, Tschermak und Reyer hervorheben, so geht es in Gasform über, da die kritische Temperatur desselben nicht höher als 365° liegt, und löst sich zu einem gewissen Grad in dem flüssigen Magma. Sehr bedeutend würde wohl diese gelöste Menge nicht sein, wenn nicht gleichzeitig chemische Prozesse sich abspielten. Bei 18° C. ist Wasser, nach den thermochemischen Messungen von Thomsen, als Säure betrachtet, etwa hundertmal schwächer als Kieselsäure. Diese Stärke reicht aber dazu aus, in verdünnter wässeriger Lösung die Alkalisilikate zum grossen Teil hydrolytisch (in Alkali und Kieselsäure) zu spalten. Wäre nun nicht Wasser in sehr überwiegender Menge vorhanden, so würde diese Spaltung beinahe verschwindend oder jedenfalls sehr unbedeutend sein. Es verschiebt sich aber die relative Stärke dieser beiden Säuren ganz enorm bei steigender Temperatur. Während die Neutralisationswärme der Kieselsäure andeutet, dass sich ihre Stärke nicht in nennenswertem Grad mit der Temperatur verändert, nimmt die Stärke des Wassers ganz bedeutend mit der Temperatur zu. Aus den Daten für Temperaturen zwischen 0° und 50° kann man berechnen, dass es bei 300° ungefähr an Stärke der Kieselsäure gleichkommt, um bei 1000° dieselbe etwa achtzigmal, bei 2000° etwa dreihundertmal, zu übertreffen. Bei noch höheren

Temperaturen verschieben sich die Verhältnisse noch mehr zu Gunsten des Wassers. Die Folge davon ist, dass bei der hohen Temperatur der Lava, welche auf etwa 2000° geschätzt wird, die absorbierte Wassermenge zum allergrössten Teil sich mit den Silicaten chemisch umsetzt, so dass stark saure und stark basische Silicate entstehen. Die Spannung des Wasserdampfes wird demzufolge stark herabgesetzt, und relativ grosse Wassermengen können von dem Magma aufgenommen werden. Durch die Wasseraufnahme schwillt das Magma und wenn eine Öffnung der Erdoberfläche sich in der Nähe befindet, steigt es darin auf. Es ist dies ein Fall von osmotischem Druck, das Wasser kann nämlich durch die Erdkruste dringen, das Magma aber nicht. Da bei gewöhnlicher Temperatur osmotische Drucke von einigen hundert Atmosphären sehr häufig vorkommen, und diese Drucke der absoluten Temperatur proportional steigen, so ist es keineswegs erstaunlich, dass bei der absoluten Temperatur des Magmas diese Druckkräfte auf tausende von Atmosphären steigen können (vgl. S. 311). Wenn keine Austrittsöffnung für das Magma vorhanden ist, kann es höhere Schichten heben und Lakkolithen bilden oder eventuell schwächere Stellen der Erdkruste durchbrechen (S. 312).

Da ferner die sauren Silicate bedeutend leichter sind als die basischen, so findet unter der Einwirkung der Schwere, bei den bedeutenden Tiefen, die hier in Frage kommen, grosse Differenziierungen statt, wodurch die sauren Bestandteile sich nach oben, die basischen sich nach unten konzentrieren.

Zufolge der starken Wasseraufnahme ist jetzt das Magma leichtflüssig geworden und zwar die basischen Bestandteile mehr wie die sauren. Wenn das Magma durch Aufnahme von Wasser schwillt, verschiebt es diejenigen Magmateile, welche zwischen der Eintrittsstelle des hineingesickerten Wassers und den Rissen sich befinden oder es vermischen sich diese verschiedenen Magmateile. Neugebildete verflüssigte Magmamassen dringen nach, und verursachen ein stetiges Ansteigen in den Rissen. Das verflüssigte Magma oder mit anderen Worten das Urmaterial der Lava steigt zu kälteren Teilen hinauf. Dabei verschiebt sich das chemische Gleichgewicht zwischen Wasser und Kieselsäure mit zunehmender Abkühlung immer mehr zu Gunsten der letzteren. Immer wachsende Wassermengen gehen aus dem chemisch gebundenen in den freien Zustand über, wodurch die Spannung trotz des Sinkens der Temperatur stark steigt. (Bei diesen hohen Temperaturen kann das Wasser als ein Gas behandelt werden, demzufolge der Einfluss der Temperatur

auf die Spannung einer konstanten Wasserdampfmasse von konstantem Volumen recht gering ist). Zuletzt wird die Spannung des Wasserdampfes so hoch, dass sie den von oben lastenden Druck zu überwinden vermag, es entsteht eine Explosion ungefähr wie in einem Geysir. Bei der gewaltsamen Entfernung des obenliegenden Druckes entweichen die Wasserdampfmassen in ungeheurer Menge, kleine Lavatropfen als Asche mitschleppend. Die Lavamassen, welche zurückbleiben, sind zum

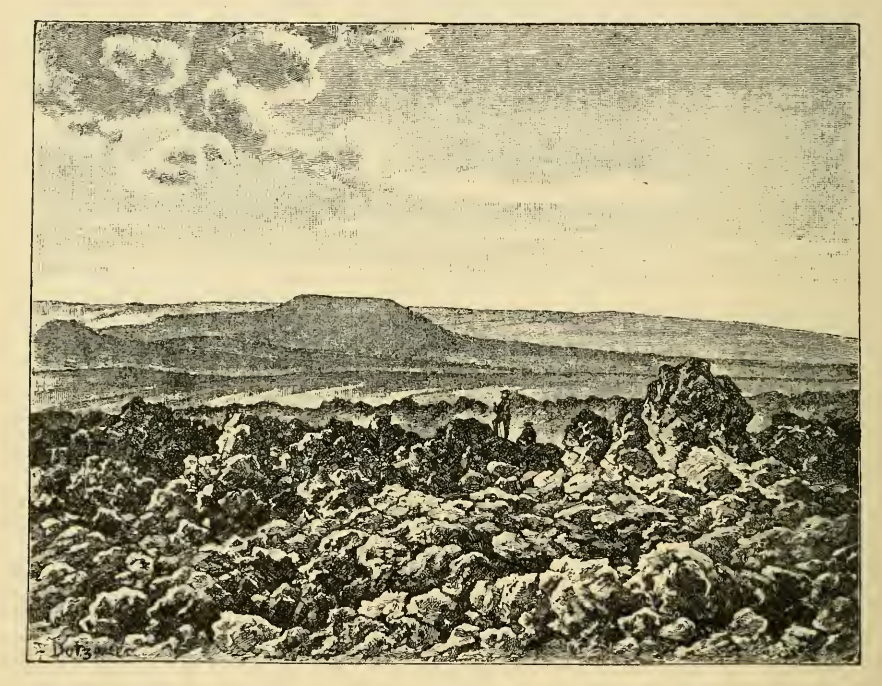


Fig. 107. Blocklava bei Hilea, Hawaï; im Hintergrund Mauna Loa.

grossen Teil des Wassergehaltes entlastet, sie fliessen hinaus und scheiden bei noch weiter gehender allmählicher Abkühlung das übriggebliebene Wasser aus. Wenn dann, wie bei den leichtflüssigen Lavaströmen, der Wasserrest noch ziemlich gross ist, so zerfetzt sich die Oberfläche beim Erstarren und bildet Blocklava (Fig. 107), anderenfalls wird sie mehr glatt erhalten (Gekröselava, Fladenlava, die auf Hawaï und Island gewöhnlich sind). Der Lavastrom ist gewöhnlich im unteren Laufe mit einer starren zerbrochenen Kruste umgeben, welche bei der Vorwärtsbewegung des Stromes ihn ungefähr wie ein Sack einschliesst, in dem der Strom über die Bruchstücke der Kruste fortrollt.

Nach dieser Anschauungsweise treten im allgemeinen die höchstliegenden sauren Gesteine zuerst aus dem Vulkan hinaus, die mehr basischen werden für spätere Ausbrüche gespart. In der That zeigt sich eine solche zeitliche Veränderung in der Zusammensetzung der Lava in sehr vielen Fällen, z. B. beim Vesuv. Auch in vulkanischen Ergüssen von älteren geologischen Zeiten hat man eine ähnliche Verteilung wahrzunehmen geglaubt. In anderen Fällen, wie bei den Vulkanen in Ungarn und dem westlichen Nord-Amerika sind, wie v. Richthofen zeigte, die Verhältnisse nicht so einfach. Daselbst sind die ältesten Lavaströme basisch (Propylit und Andesit), nachher werden sie saurer (Trachyt und Rhyolit) und zuletzt steigt wiederum die Basicität (Basalt). Es ist sehr wohl denkbar, dass, falls der Vulkanschlot nicht ganz nahe an der Eintrittsstelle des Wassers liegt, die leichtflüssigen basischen Bestandteile sich zuerst zur Ausflussöffnung hinbegeben. Später, wenn das Magma so viel Wasser aufgenommen hat, dass die Fluidität der sauren Teile hinreichend gewachsen ist, um sich über den basischen Teilen, der geringen Dichte entsprechend, ausbreiten zu können, fliesst nur saure Lava ab und wenn diese erschöpft zu sein anfängt, kommen basischere Produkte zum Vorschein. Diese Reihenfolge scheint recht gewöhnlich zu sein.

Wenn man zu den ältesten geologischen Zeiten zurückgeht, in welchen das Magma an der Oberfläche der Erde sich im Kontakt mit dem Wasserdampf befand, so fand eine ähnliche Differentiation statt und die sauren Bestandteile verlegten sich zur Oberfläche. Aus diesen entstanden bei der Erstarrung die Granite, welche das Urgebirge bilden und im Mittel stark sauer sind. Zufolge ihres relativ geringen specifischen Gewichtes blieben sie an der Oberfläche und sanken nicht hinunter. Es fand also die Erstarrung der Erdkruste von aussen nach innen statt. Dadurch verfällt ein Hauptgrund für die Annahme, dass die Erstarrung der Erdrinde von innen nach aussen geschehen müsste, indem man sich vorstellte, die starre Kruste müsste in die leichtere homogene flüssige Masse hineinsinken. Diese Betrachtungsweise, die als Grund für die Annahme eines festen Erdinnern angeführt worden ist, kann keineswegs als stichhaltig angesehen werden. Man möge dabei auch die enorme innere Reibung des Magmas in Betracht ziehen. Diese verhindert, dass die Erstarrungskruste eines Lavastromes die Oberfläche verlässt (vgl. S. 314). Je älter die Erde wurde, desto basischer sind im allgemeinen die vulkanischen Gesteine geworden, eine natürliche Folge davon, dass die Erdkruste mit der Zeit an Dicke zugenommen hat und Magma aus

immer tieferen Schichten zur Lavabildung genommen wird. In den jüngsten geologischen Epochen überwiegen auch die stark basischen Basalte, in welchen Körner von reinen Basen (Sauerstoffverbindungen von Eisen) abgeschieden sind.

Wie eng die vulkanische Thätigkeit mit dem Vorkommen von Wasser verbunden ist, ersieht man nicht nur aus deren Verteilung rund um das Weltmeer. Auch der Umstand deutet darauf hin, dass an Stellen, wo grosse Spalten in der Erdkruste vorkommen, wo aber keine grossen Wassermengen in der Nähe sind, keine vulkanischen Erscheinungen sich abspielen. An solchen Stellen sind aber Erdbeben recht häufig (vgl. unten S. 324).

Erdbeben. Bei den vulkanischen Ausbrüchen bemerkt man sehr häufig ein Erzittern der Erdkruste, welches Erdbeben genannt worden ist. Diese Erdbeben sind seit dem grauen Altertum bekannt und haben seit den ältesten Zeiten Erklärungsversuche veranlasst. Sie haben die Aufmerksamkeit durch den von ihnen angerichteten häufig grossen Schaden erregt. Zufolge der Erderschütterungen entstehen grosse Erdspalten, stürzen Häuser zusammen und begraben unter den Ruinen Menschen, Thiere und Eigentum. Unter den schwersten Erdbebenkatastrophen sind folgende zu nennen: Lima, welches im Jahre 1682 durch Erdbeben schwer heimgesucht war, wurde am 28. Oktober 1746 beinahe gänzlich zerstört; von den 53000 Einwohnern wurden nur wenige gerettet. Am 1. November 1755 wurde Lissabon durch Erdbeben verödet, wobei 30000 Menschen in den Ruinen begraben wurden. Am 5. Februar 1783 wurde Messina zerstört. In diesem und dem folgenden Monat trafen mehrere Erdstösse Sicilien und Calabrien, wodurch etwa 100000 Menschenleben verloren gingen. Die Provinzialhauptstädte Agram und Laibach erlitten ausserordentlich starken Schaden bei den Erdbeben von 1880 und 1893. Ischia wurde 1883, Zante 1893 von verheerenden Erdbeben heimgesucht. Das heftigste Erdbeben Nordamerikas traf die Stadt Charleston und Umgebung im Jahre 1886, wobei 27 Menschenleben verloren gingen. Am schwersten wurde wohl Japan von Erdbeben getroffen, wobei bisweilen die Verheerung und der Verlust an Menschenleben ebenso bedeutend waren, wie in den vorhin genannten Fällen.

Kein Land ist absolut frei von Erdbeben. In Ländern, deren Erdkruste aus sehr alten geologischen Perioden herstammt, sind jedoch die Erschütterungen sehr schwach. Besonders gilt dies für solche Gegenden (z. B. Russland, Schweden), wo die alten Schichten nicht gefaltet

sind. In Europa sind Italien und die Balkanhalbinsel am meisten heimgesucht, danach kommen die iberische Halbinsel und die österreichischen Karstländer. In der Schweiz sind sie ziemlich häufig, in Deutschland werden Vogtland i. S. und die Rheingegenden am meisten betroffen. Unter allen Ländern der Welt scheint Japan die meisten Erdbeben aufzuweisen, wenn es nicht von einigen Ländern in Centralamerika (San Salvador) und an der Westküste von Südamerika übertroffen wird. Die Lehre von den Erdbeben (Seismologie) ist auch sehr beträchtlich durch Gelehrte in Japan befördert worden.

Bis auf die neueste Zeit verzeichnete man nur Erdbeben von grosser Heftigkeit, wobei materieller Schaden angerichtet wurde. Dies gilt noch und in sehr hohem Grade für die weniger kultivierten Länder. Wenn man, wie jetzt in den Kulturländern geschieht, alle Erdstösse notiert, so sind sie auch in Ländern, wo keine verheerenden Erdbeben jetzt vorkommen, keine Seltenheit. So z. B. giebt die Statistik für die Schweiz 1880—1896 118 Erdbeben mit 699 Stössen, für Österreich im Jahre 1897 203 Erdstösse an. In Sachsen und Böhmen fällt das Maximum der Erdstösse auf Oktober bis Dezember und 12^h—8^h Vormittags, in Triest dagegen fällt das Maximum in den August und um Mittag, das Minimum im November und um Mitternacht. In Japan fällt das Maximum im Frühling, das Minimum in den Sommer. Die zerstörenden Erdbeben haben daselbst ihr Maximum im August, das Minimum im Januar. Wie ersichtlich scheinen keine allgemein gültigen Gesetzmässigkeiten vorzuliegen.

Die Erdstösse kommen selten allein, sondern meistens in Gruppen, sogenannten „Erdbebenschwärmen", vor. So z. B. zählte man im März 1868 mehr als 2000 Erdbewegungen auf Hawaï, während einer mehrere Monate dauernden Erdbebenzeit. Bei dem Erdbeben, das Phokis in Griechenland 1870—1873 heimsuchte und von Julius Schmidt beschrieben ist, kamen bisweilen kleine Stösse alle drei Sekunden vor, die schweren, mit Zerstörungen verbundenen Erschütterungen in den drei Jahren 1. Aug. 1870 bis 1. Aug. 1873 schätzt derselbe Forscher zu 300—320, und von diesen zogen sich nur 35 allgemeine Aufmerksamkeit zu, sodass sie in den Zeitungen erwähnt wurden. Im ganzen trafen in der $3\frac{1}{2}$ Jahre dauernden Erdbebenzeit ungefähr eine halbe Million Erderschütterungen und eine viertel Million unterirdische Detonationen ein.

Infolge des häufigen Auftretens der schwächeren Erdstösse verglichen mit den gefährlichen, dienen jene oft als eine Art Warnungszeichen. Die verheerenden Stösse werden häufig von einem vorangehen-

den Geräusch verkündet, so z. B. zu Charleston am 31. Aug. 1886, wo nach einem 12 Sekunden anhaltenden Getöse zwei heftige Stösse mit einem ruhigeren Intervalle im Laufe von 50 Sekunden den Boden erschütterten, wonach bis in 1887 mehrere schwache Stösse eintrafen.

Ungefähr ebenso oft kommt jedoch der verheerende Stoss unvorbereitet; dies war beispielsweise der Fall bei den Erdbeben zu Lissabon

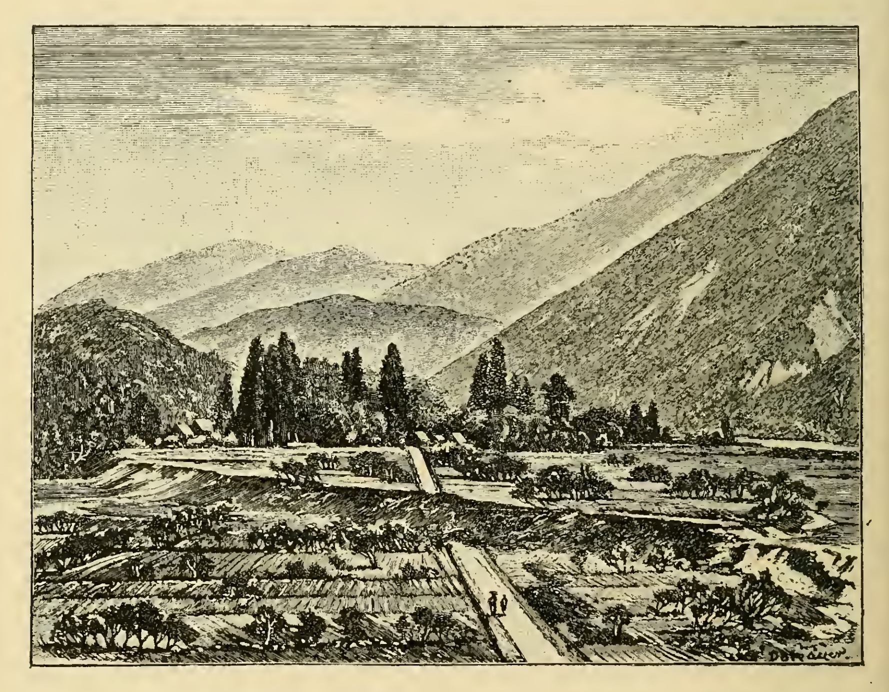


Fig. 108. Erdbebenspalte in Midori, Japan, vom Erdbeben am 20. Okt. 1891.

1755, zu Caracas 1812, zu Agram 1880 und zu Ischia 1881, dagegen war das viel mehr verheerende Erdbeben auf der letzterwähnten Insel im Jahre 1883 von mehreren kleinen Erschütterungen angekündigt. Die schwere Katastrophe zu Lissabon war ein sogenanntes Einzelbeben, bei welchen nur ein oder einige wenige Stösse in einer sehr kurzen Zeit (einigen Sekunden oder Minuten) wahrgenommen werden. Diese sind relativ selten.

Die Erdbeben werden gewöhnlich von Spaltenbildungen in der Erdkruste begleitet, wobei bisweilen starke Verschiebungen entstehen. So z. B. wurde bei dem Erdbeben in Japan im Jahre 1891 eine von Nordwest nach Südost laufende Spalte von etwa 65 km gebildet, wobei ver-

tikale Verschiebungen bis zu 6 m und horizontale bis zu 4 m vorkamen, indem das nach Nordost liegende Land in nordwestlicher Richtung verschoben wurde und sich zugleich an den meisten Stellen senkte (Fig. 108).

Zufolge dieser Spaltenbildung folgen den Erdstössen heftige Bergstürze, wie in der Gegend von Delphi beim phokischen Erdbeben (1870

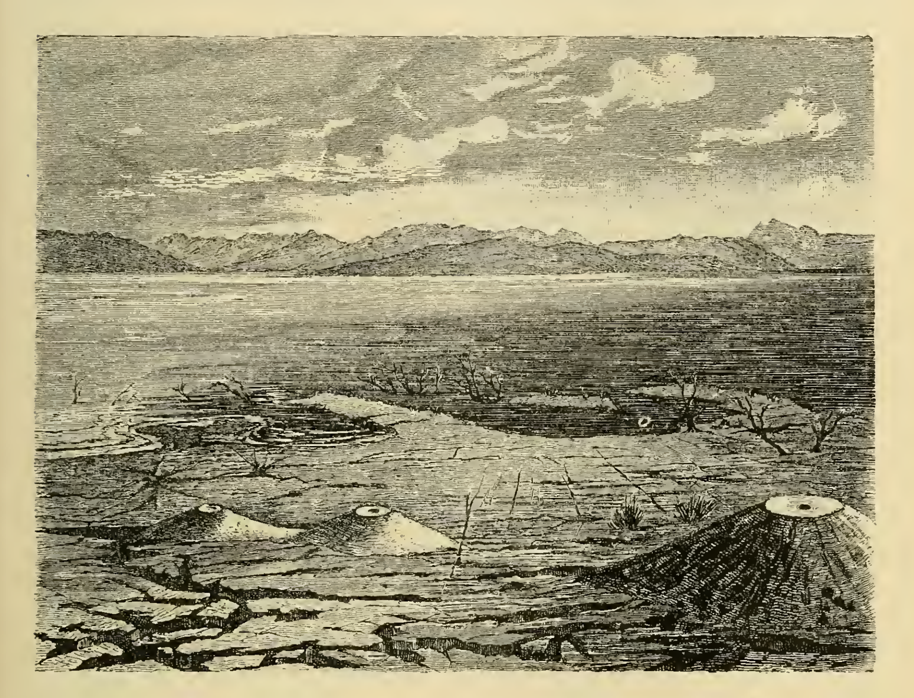


Fig. 109. Sandkrater und Spalten am achäischen Erdbeben vom 26. Dez. 1861. Im Wasser sieht man Äste versunkener Bäume (nach J. Schmidt).

bis 1873). Ein solcher Fall war auch der Bergsturz von Dobratsch in Kärnthen am 25. Januar 1348, wobei zwei Marktflecken und 17 Dörfer begraben wurden.

Bisweilen strömt das Grundwasser aus den so entstandenen Spalten und schleppt Schlamm, Sand und Steine (bisweilen Eis, auf Island) mit sich, welche beim Herunterfallen kraterförmige Anhäufungen bilden (Fig. 109).

Auch Schallerscheinungen, wie von einem unterirdischen Donner, begleiten die Erdbeben, bisweilen sind die Erdstösse dabei zu schwach, um bemerkt zu werden.

Bei näherer Untersuchung findet man, dass ein Erdbeben an einer Stelle seine grösste Intensität hat, welche durch die verheerende Wirkung gemessen wird, und daselbst am frühesten eintritt, weiter davon

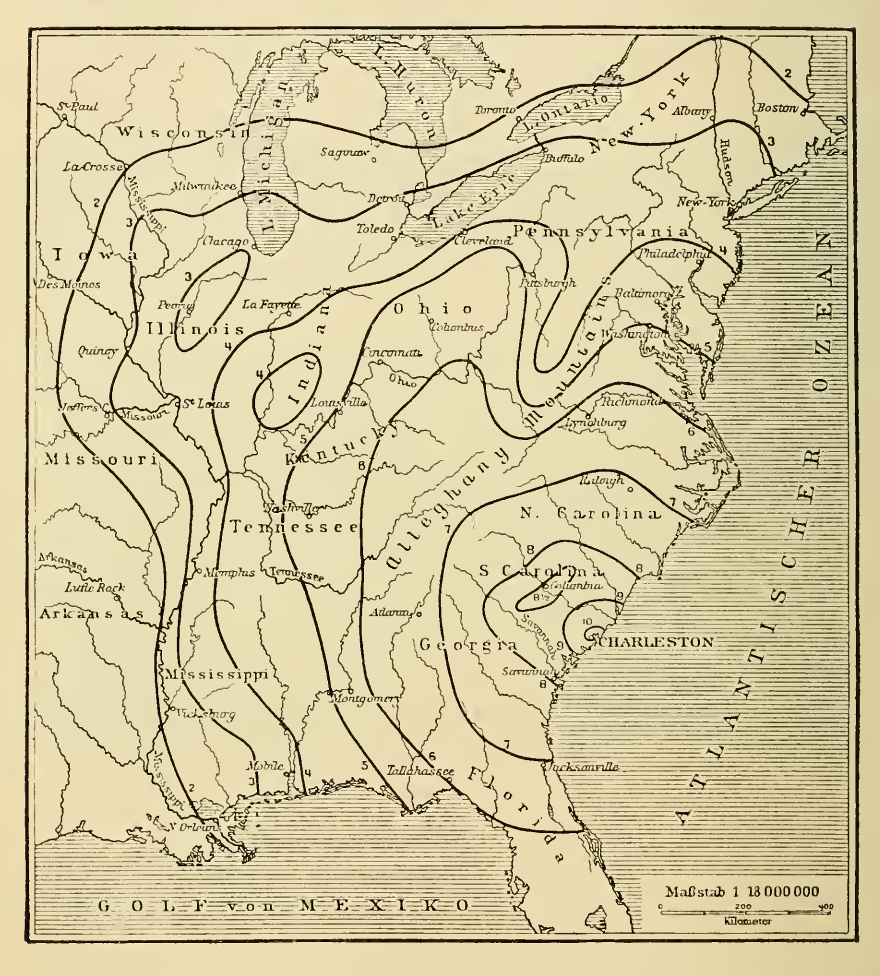


Fig. 110. Isoseistenkarte des Erdbebens zu Charleston im Jahre 1886. Nach Ch. Dutton.

wird der Erdstoss immer ungefährlicher. Die Figur 110 giebt, durch Linien verbunden, die Stellen gleicher, so gemessener, Erdbebenintensität (Isoseisten) im Gebiete, das vom Charlestoner Erdbeben getroffen wurde. Wenn die Erdkruste nach allen Richtungen hin gleichmässig wäre, so würden ohne Zweifel diese Linien kreisförmig sein, während sie that-

sächlich durch die Ungleichmässigkeit der Erdkruste sehr verwickelte Formen annehmen können.

Die Karte Fig. 110 zeigt, dass die feste Erdkruste im Alleghanygebirge die Heftigkeit der Stösse vermindert hat, wogegen der lockere Erdboden am Mississippi und an den grossen Seen in entgegengesetzter Richtung wirkte. Man sieht weiter, dass der Punkt, von welchem aus das Erdbeben nach allen Seiten sich verbreitet hat, nahe der Küste im Meere liegt. Auch die japanischen Erdbeben führen zu ähnlichen Schlüssen. Durch seine Untersuchungen ist Milne dazu geleitet worden, anzunehmen, dass diese Beben von der westlichen Grenze der ausserordentlich (8000 m) niedrig liegenden Tuscaroratiefe, westlich von Japan, herkommen (vgl. Fig. 111).

Wenn die Ausgangsstelle im Meere liegt, werden mächtige Erdbebenfluten erzeugt, welche noch schwerere Verheerungen anstellen, als das Erdbeben selbst. So brach beim Lissaboner-Erdbeben eine 5 m hohe Welle über die Stadt ein und tötete 60000 Menschen. Im Jahre 1510 riss eine solche Welle in Konstantinopel 109 Moscheen und 1070 Wohnhäuser mit sich. In Japan sind sie sehr häufig. Am 15. Juni 1896 zerstörte eine solche Flutwelle von 15 m Höhe bei Kamaïschi 7600 Wohnhäuser und tötete 27000 Menschen. Fischer, die 30—40 km von der Küste sich in ihren Booten befanden, bemerkten nichts von diesem riesigen Erdbeben.

Diese Seebeben verursachen auch häufig Schädigungen der transmarinen Telegraphenkabel und dadurch grosse materielle Verluste. Bisweilen ist das Guttapercha dieser zerstörten Kabel geschmolzen, was auf heftige unterseeische Vulkanergüsse hindeutet.

Man hat auch versucht, die sogenannten Sintfluten, von welchen die Tradition bei manchen Völkern und besonders die Keilschriften von Niniveh berichten, als grosse Erdbebenfluten zu deuten (E. Suess).

Häufig werden auch Schiffe auf dem Meer von Seebeben getroffen. Die Insassen des Schiffes haben dabei gewöhnlich das Gefühl, als ob das Schiff plötzlich gegen einen Felsen gerannt wäre.

Es lässt sich theoretisch ableiten, dass diese Wellen sich mit einer Geschwindigkeit (v) fortpflanzen, die durch den Ausdruck:

$$v = \sqrt{gh}$$

dargestellt werden kann, worin g die Beschleunigung der Schwerkraft und h die Tiefe des Meeres bedeuten.

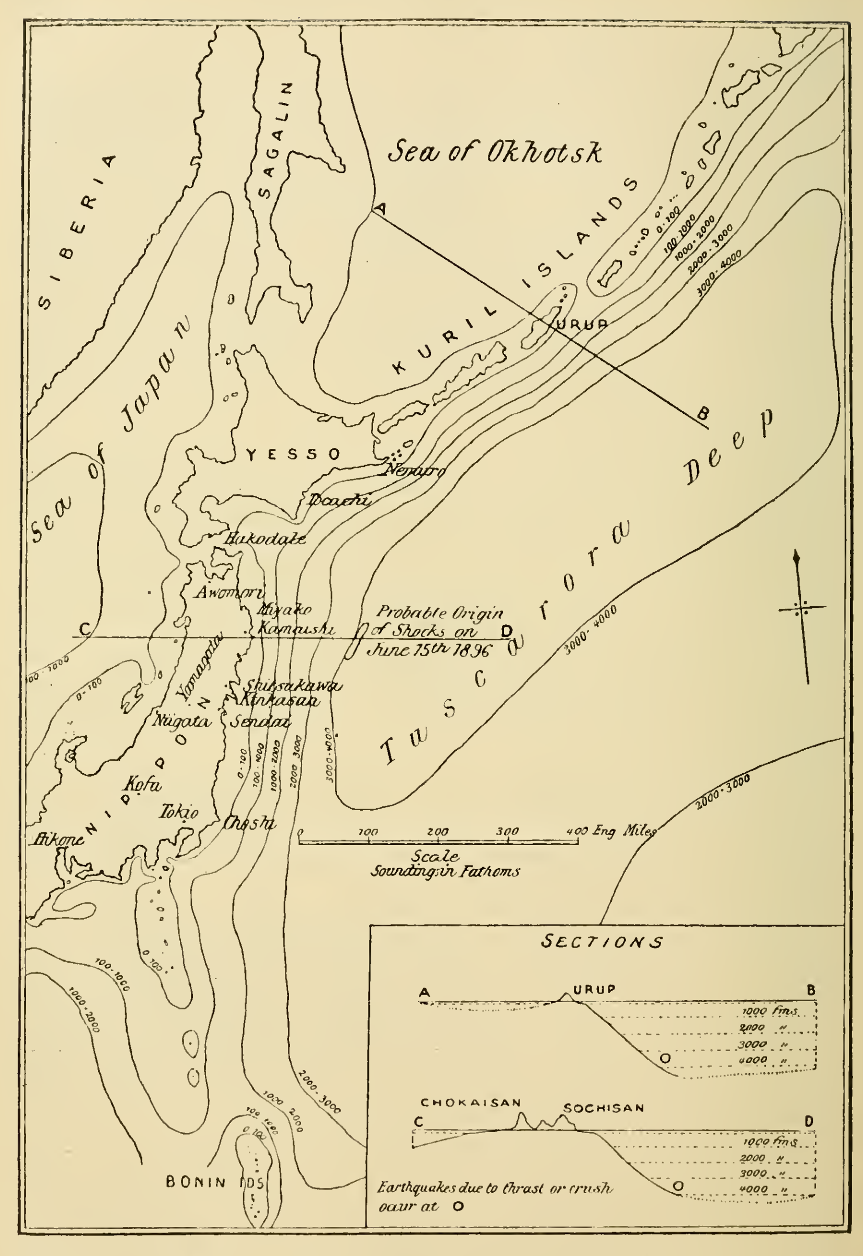


Fig. 111. Tiefenkarte der „Tuscaroratiefe" bei Japan nach **Milne**. In den Profilen geben kleine Kreise die Stellen an, von welchen die Erderschütterungen vermutlich herrühren.

Man hat für viele Erdbeben Karten gezeichnet, welche die Plätze anzeigen, an welchen die Erdbebenwellen nach einer bestimmten Zeit angelangt sind. Man ersieht daraus, wie diese Wellen sich über den grösseren Meerestiefen mit grösserer Geschwindigkeit ausgebreitet haben, als über den seichteren Stellen. Besonders stark tritt dies an den beim Krakatau-Ausbruch entstandenen Wellen hervor. Aus den beobachteten Fortpflanzungsgeschwindigkeiten v hat man mittelst der letztgenannten Formel die mittlere Tiefe (h) der betreffenden Meeresteile berechnet und so Werte gefunden, die gut mit den bekannten Tiefendaten übereinstimmen (vgl. Fig. 112).

Entstehungsweise der Erdbeben. Ursache der Erdbeben kann jede Gleichgewichtsstörung der festen Erdkruste sein. Solche kommen, wie oben bemerkt, bei den vulkanischen Ausbrüchen vor und sind als Folgen von Gasexplosionen anzusehen (Explosionsbeben). Weiter können durch Erdstürze zufolge von Auslaugung der Erdkruste, besonders in Bodenschichten von Steinsalz, Gips, Anhydrit und Kalkstein Erderschütterungen hervorgebracht werden (Auswaschungsbeben). Milne ist der Ansicht, dass die grossen japanischen Erdbeben, welche ihren Ausgangspunkt am Westrande der Tuscaroratiefe haben, durch kolossale Erdstürze am Meeresboden erfolgen (vgl. Fig. 111). Die Sedimente werden von den Ufern ins Meer hinausgeschwemmt und setzen sich ziemlich bald in der Nähe der Küste ab. Dadurch entstehen sehr starke Neigungen am Meeresboden, sodass zuletzt die unterliegenden durch den Wassergehalt plastischen Lager nicht mehr den Druck der Sedimentbelastung aushalten können, sondern in die Tiefe hinausrutschen. Dies scheint die ausgiebigste Quelle der Erdbeben zu sein. Andere Erdbeben entstehen durch den Ausgleich von Spannungen in der Erdkruste wie an der Mürzlinie in Steiermark (Dislokations- oder tektonische Beben).

Die Karte Fig. 113 stellt die Haupterschütterungslinien in der Nähe von Wien dar. Eine dieser Linien AB verläuft von Wien bis Wiener Neustadt. Diese Linie ist eine an der Grenze der Alpenkette gelegene Bruchlinie, welche durch mehrere heisse Quellen bei Meidling, Baden, Vöslau u. s. w. gekennzeichnet ist und deshalb „Thermallinie“ genannt wird. Eine Fortsetzung dieser Linie bildet die dem Mürzthal entlang verlaufende „Mürzlinie“ EF, welche, wie die vorhin genannte, der Schauplatz von vielen Erdbeben gewesen ist, deren Jahreszahlen zum Teil in der Kartenskizze eingezeichnet stehen. Quer zu diesen, längs dem Streichen des Alpenmassivs hinziehenden Longitudinalbrüchen liegt die zum Teil entlang dem Kampfluss verlaufende „Kamplinie“ CD.

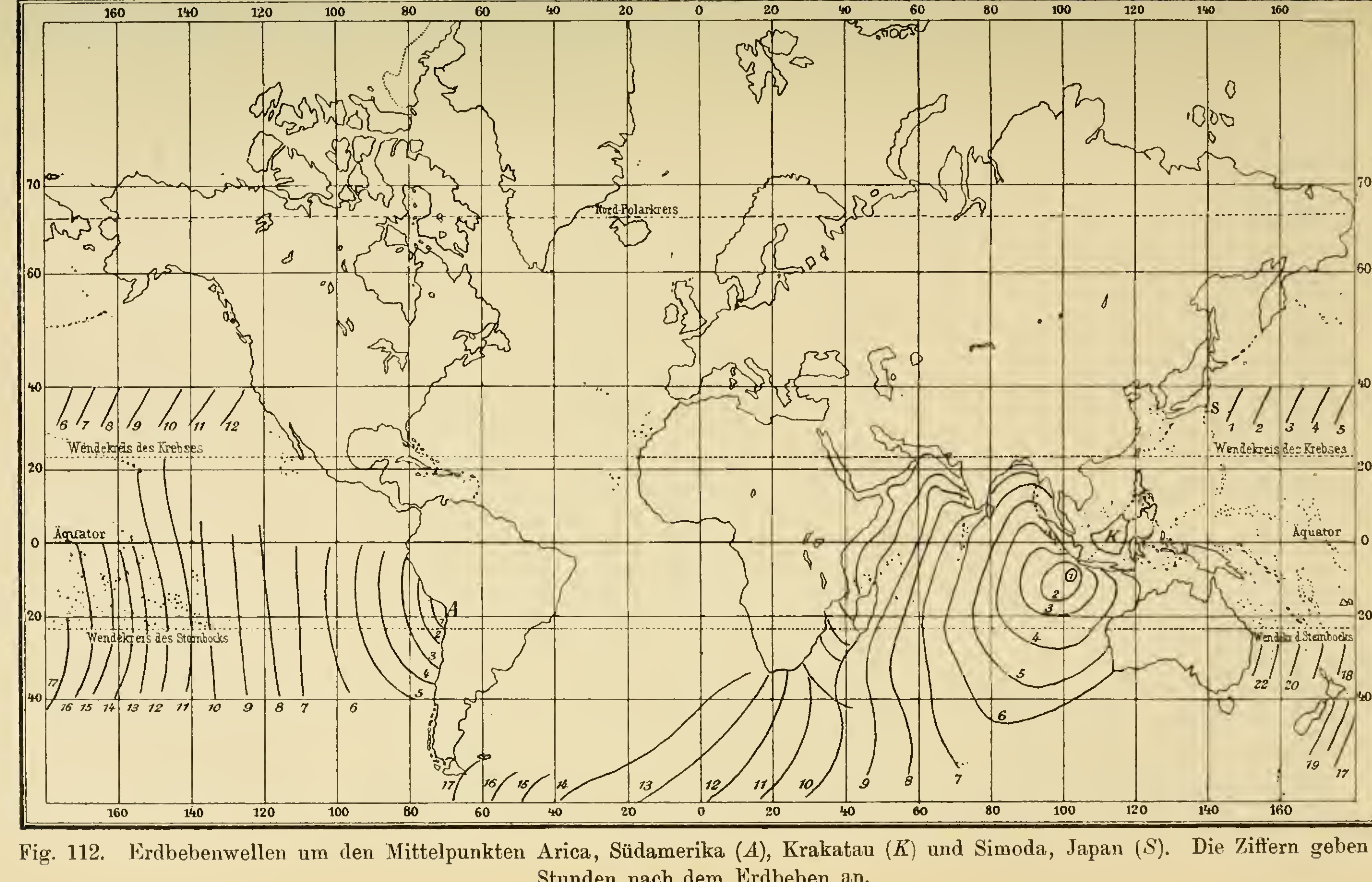


Fig. 112. Erdbebenwellen um den Mittelpunkten Arica, Südamerika (*A*), Krakatau (*K*) und Simoda, Japan (*S*). Die Ziffern geben Stunden nach dem Erdbeben an.

Diese Querbruchlinie wird ebenfalls häufig von Erdbeben betroffen. Die Grenzlinie des Haupterschütterungsgebietes bei einer solchen Erderschüt-

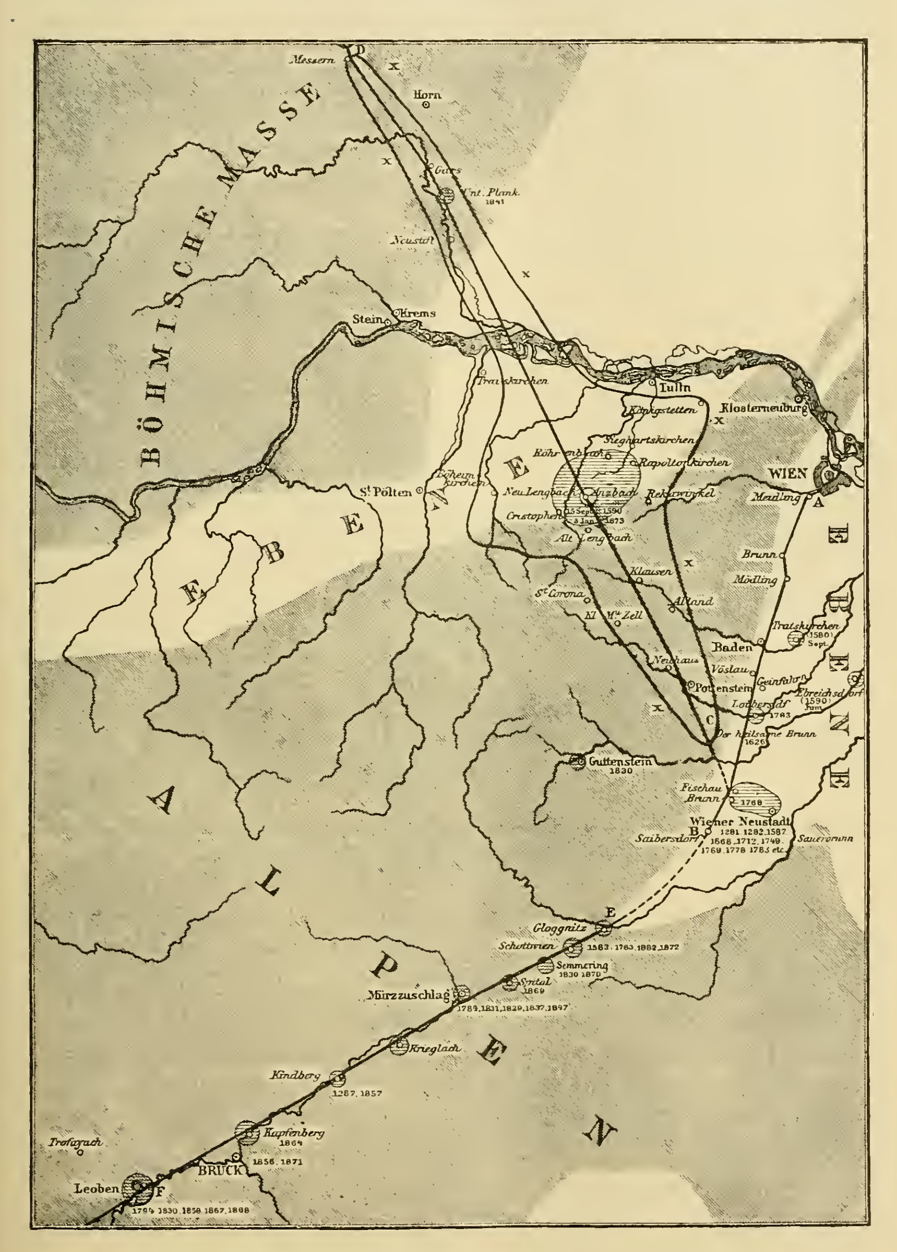


Fig. 113. Die Haupterschütterungslinien in Niederösterreich.

terung vom 3. Januar 1873 ist in der Figur mit xx bezeichnet. Der Verlauf dieser Linie zeigt, dass das Beben von der Bruchlinie ausgegangen ist, von wo es sich zur Seite verbreitet hat. Dabei fällt es auf, dass die festen Bergmassive der Alpen und der böhmischen Masse der Verbreitung der Erschütterung einen viel grösseren Widerstand geleistet haben, als die lockeren Erdschichten der dazwischen gelegenen Ebene (vgl. oben S. 321).

Am Schnittpunkt der Thermallinie mit der Kamplinie sind die be-

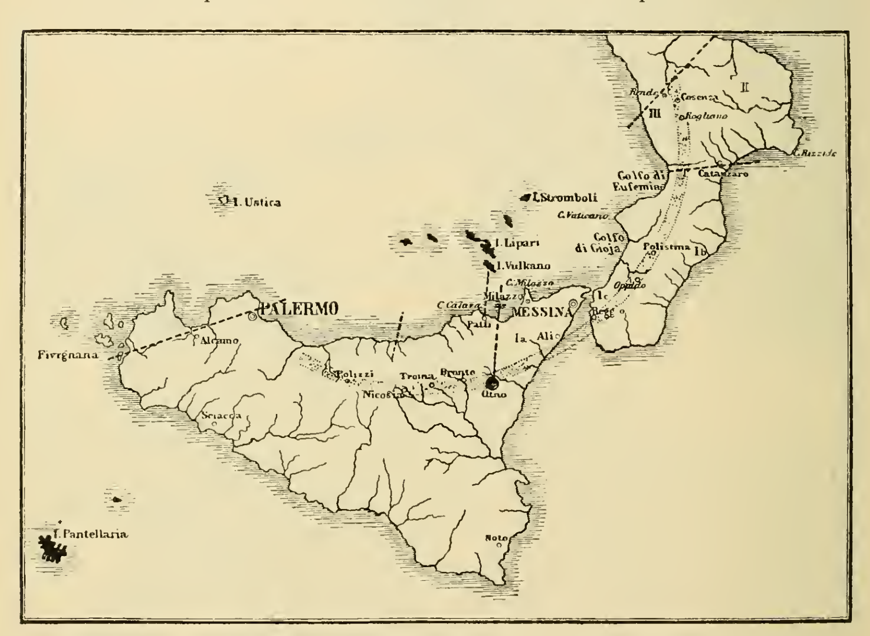


Fig. 114. Die Erdbebenlinien Süditaliens und Siciliens nach E. Suess.

deutendsten heissen Quellen des Gebietes gelegen und kommen die Erderschütterungen am häufigsten vor.

Ein ähnliches Bild giebt Suess von den süditalienischen und sicilianischen Erdbeben. Dieselben treten am häufigsten längs eines (in der Fig. 114 punktierten) Kreisbogens auf, welcher den Bruchrand eines grossen vom Südteil des Tyrrhenischen Meeres grösstenteils eingenommenen Senkungsfeldes bildet. Radial zu dieser bogenförmigen Bruchlinie verlaufen andere Bruchlinien, die mit punktierten Strichen bezeichnet sind. Diese radialen Bruchlinien, auf welchen die Vulkane Aetna, Vulcano und Stromboli gelegen sind, konvergieren gegen Lipari. Längs dieser Radialbrüche treten auch häufig Erdbeben auf.

Das grossartigste unter den Erdbeben dieser Gegenden war das kalabrische Beben von 1783, welches von Suess als ein peripherisches, d. h. von dem Kreisbogen ausgehendes Senkungsbeben charakterisiert wird.

Eine wichtige Bruchzone liegt westlich von der messenischen Küste und an der Aussenseite der ionischen Inseln. Sie begrenzt die 4400 m erreichende „Polatiefe" im ionischen Meere. Von dieser Bruchlinie rühren viele Erdbeben her, darunter einige sehr bedeutende, wie das messinische von 1886, das ligurische von 1887 und das zantiotische Beben von 1893.

Aus dem Obenerwähnten scheint es hervorzugehen, dass die wichtigsten Erdbeben von Verschiebungen, besonders in vertikaler Richtung, längs Spaltflächen in der Erdkruste herrühren.

Man hat sehr vielfach versucht, die Tiefe des Erdbebencentrums unter der Erde zu bestimmen. Dazu wollte man Beobachtungen über die Eintrittszeit der Erdstösse an verschiedenen Beobachtungsorten benutzen, und man nahm dabei an, dass die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Bebenwelle überall in der Erdkruste gleich sei. Dies ist nun, wie sowohl die Theorie wie die Erfahrung zeigt, nicht der Fall, sondern die Fortpflanzungsgeschwindigkeit ändert sich sehr stark nach dem Material, seiner Porosität (Zahl der Sprünge) und seinem Wassergehalt. So z. B. fanden Michel Lévy und Fouqué folgende Zahlen:

	Fortpflanzungsgeschwindigkeit
In Granit	2450—3141 m/sek.
„ kompaktem Sandstein	2000—2526 „
„ lockerem „ . .	1190 „
„ Marmor	632 „
„ lockerem Sand	300 „

Der Sand, die Sandsteine und der Granit enthalten wohl Material von annähernd gleicher Elastizität, sind aber verschieden kompakt. Weiter wollte man aus der Fallrichtung umgestürzter Gegenstände oder der Richtung der Sprünge in Gebäuden Schlüsse in Bezug auf den Winkel der Wellen mit der Erdoberfläche ziehen. Diese Schätzungen scheinen nicht der aufgewendeten Mühe entsprochen zu haben (so z. B. findet Dutton für das Centrum des Charlestoner Bebens eine Tiefe von 13—19 km. A. Schmidt dagegen über 100 km). Wahrscheinlich geht das Erdbeben nicht von einem Punkt, sondern von einer Fläche aus. Von der alten Anschauung stammt die Benennung „Epicentrum" für den Mittelpunkt der Erdbebenzone.

Die Physik der Erdbeben. Die wichtigsten Eigenschaften der Erdbeben sind mit Hilfe eigenartiger Apparate, Seismoskope oder Seismographen ermittelt worden. Ältere Seismographen waren flache mit Quecksilber gefüllte Schalen, an deren Seiten mehrere (8 oder 16) kleine Rinnen nach den verschiedenen Weltgegenden orientiert waren. Unter jeder Rinne stand eine Auffangetasse. Das Quecksilber war so hoch aufgegossen, dass es bei der geringsten Erschütterung durch eine der Rinnen hinausfloss. Aus der ausgeflossenen Quecksilbermenge und aus der Lage der Rinnen, durch welche es ausgeflossen war, zog man Schlüsse über die Stärke und Fortpflanzungsrichtung des Erdbebens.

In Italien verwendet man teils dieses Instrument, teils lange (über 2 m) mit kolossalen Kugeln (bis über 100 kg) belastete Pendel, welche bei jeder Gleichgewichtsstörung in Schwingungen geraten. Die Schwingungen werden gewöhnlicherweise durch zwei lange Hebel in zwei Komponenten, eine nordsüdliche und eine ostwestliche, zerlegt. Die Hebel zeichnen mit leichten Glasstiften auf berusste Papierstreifen, die durch ein einfaches Uhrwerk unter den Spitzen vorwärts geschoben werden. Das Uhrwerk markiert auf die Papierstreifen die Stunden- und Minutenschläge.

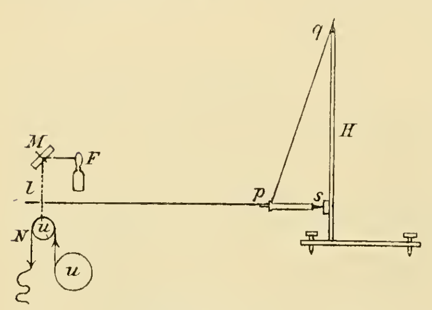


Fig. 115. Horizontalpendel von Milne.

Die Vertikalpendelapparate sind durch die grosse Reibung sehr unempfindlich. Dies ist nicht der Fall mit dem Horizontalpendelapparat von Milne (Fig. 115). An dem Stativ H ist das etwa 1 m lange Pendel lps, dessen längerer Teil lp aus einem sehr leichten Aluminiumdraht besteht, an zwei Punkten p, mittelst des Aufhängefadens pq, und s, mittelst einer an H anliegenden scharfen Spitze, unterstützt. Der ganze Apparat ist auf einem erdfesten Pfeiler aufgestellt und zum Schutze gegen Luftströmungen in ein Blechgehäuse eingeschlossen. Das Pendel ist so empfindlich gegen Erschütterungen, dass eine Neigung des Bodens von 0,2″ bei einer Schwingungszeit von 30 Sek. einer Ablenkung des Punktes l von 1 mm entspricht. In F steht eine Lampe, deren Licht von dem Spiegel M zum Punkte l gesandt wird, wo es durch ein ausgebohrtes Loch auf einen Streifen N von photographischem Papier fällt, welches mittelst eines Uhrwerkes über die Rollen u u fortgeschoben wird.

Wenn nun l sich hin und her bewegt, so erhält man auf N nach Entwickelung eine Kurve, welche die Grösse der Bewegungen angiebt.

In eben derselben Weise geraten andere aufgehängte Gegenstände, wie die Magnete in den magnetischen Observatorien, bei Erdbeben in Schwingungen und registrieren dieselben, falls die Lage der Gegenstände aufgezeichnet wird.

Eine Probe einer solchen in der Station Shide auf der Insel Wight aufgenommenen Kurve wird in der nebenstehenden Figur 116 gegeben. Man bemerkt auf dieser eine Stelle, bei welcher die erste Störung ankam, in diesem Falle 31. Aug. 1898 um $20^h\ 5^m\ 2^s$. Diesem entspricht eine

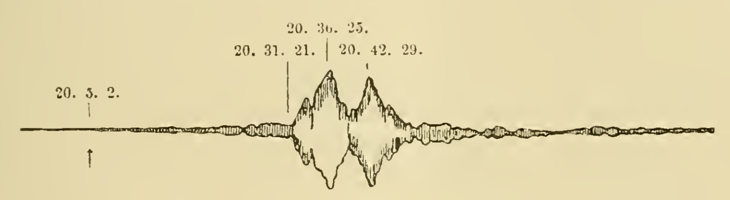


Fig. 116. In Shide aufgenommenes Seismogramm vom 31. Aug. 1898.

sehr schwache Verdickung der Linie, welche auf dem photographischen Papier gezeichnet wird. In dem Diagramm ist diese Stelle durch einen Pfeil angedeutet. Etwas später (5—6 Minuten) kamen andere Störungen, die, anfangs schwach, auf ein starkes Maximum um $20^h\ 36^m\ 25^s$ anwuchsen. Dieses Maximum entsprach Schwingungen von 9 mm Amplitude, einer Neigung von 5,4″ entsprechend. Danach kamen mehrere starke Stösse und später schwächere, die allmählich an Stärke abnahmen.

Die ersten Anzeichen dieser Erderschütterung kamen an folgenden Orten an und erreichten ihre Maxima zu den folgenden Zeiten:

	Ankunftszeit			Maximum		
Shide England . . .	20^h	5^m	2^s	20^h	36^m	25^s
Kew „	20	4	0	20	35	0
Nikolaiew, Russland .	20	39	0	20	42	0
Rocca di Papa, Italien	20	3	40	20	31	0
Ischia „ .	20	3	45	20	30	0
Catania „ .	20	4	3	20	12	33
Toronto, Canada . . .	20	17	53	21	3	20
Batavia, Java	20	1	18			
Madras, Indien . . .	20	2	5	20	18	0

Aus diesen Daten kann man konstruieren, dass die Erschütterungsstelle im südlichen Teil des indischen Oceans lag, östlich von Madagascar.

An den Kurven sieht man kleine Vibrationen von 12 Sek. Dauer im ersten Teil, von 15,4 Sek. im Hauptteile des Diagrammes.

Wie aus der Diskussion von Milne ersichtlich, treffen die Erdbeben die ganze Erde. Nur in der unmittelbaren Umgebung, in einer Entfernung von 50—150 km, erschüttert ein mässiges Erdbeben die Schornsteine oder wirft die Dachziegel ab. Es wird erst als vorlaufende Schwingung vernommen, wonach ein oder mehrere Stösse kommen, denen eine Reihe von absterbenden Schwingungen folgt. In grösseren Entfernungen, bis 500 km, werden die Stösse weniger scharf und ähneln mehr unregelmässigen Wellen von langer Periode. Aufgehängte Gemälde geraten daselbst in Schwingungen, ebenso andere freihängende Gegenstände. Weiter hinaus sind die gewöhnlichen Erdbeben für das Gefühl nicht merkbar, sie machen sich aber bei den feineren Seismographen wahrnehmbar.

Die vorlaufenden Schwingungen pflanzen sich, nach an verschiedenen Orten aufgenommenen Seismogrammen, mit einer Geschwindigkeit von etwa 2,5 km pr. Sek. in der Nähe des Epicentrums fort. Nach den Aufzeichnungen von Seismographen mit grosser Reibung ist die Periode dieser Schwingungen etwa 0,05 bis 0,2 Sek. Die Zeit, welche zwischen diesen vorlaufenden Schwingungen und den starken Wellen verstreicht, ist um so bedeutender, je weiter die Beobachtungsstation von dem Epicentrum abgelegen ist. So beträgt diese Zeit für ein Erdbeben aus Haïti: in Toronto etwa 4 Minuten (20° Entfernung), in Shide 20 Minuten (62° Entfernung). Für Erdbeben, die aus Japan oder Borneo stammen, ist die betreffende Zeit in Shide 32 Minuten, bezw. 40—43 Minuten, während die Bogenentfernung 85° bezw. 112° beträgt. Dies giebt ein Mittel, um aus einem Seismogramm die Entfernung des Epicentrums annähernd zu ermitteln.

Aus den Aufzeichnungen an verschiedenen Beobachtungsorten kann man die Geschwindigkeit messen, mit welcher diese ersten Wellen sich rund um die Erde fortpflanzen. Wenn die Entfernung vom Epicentrum nicht 20° erreicht, kann man mit einer mittleren Geschwindigkeit von 2,5 km pr. Sek. rechnen. Bei grösseren Entfernungen wächst die Geschwindigkeit ungefähr wie die Kubikwurzel aus der grössten Tiefe der Sehne, welche den Beobachtungsort mit dem Epicentrum verbindet, wie folgende Tabelle zeigt:

Entfernung in Bogengr.	Sehnenlänge in km	Grösste Tiefe km	$\sqrt[3]{n}$	Geschw. (v) km pr. Sek.	$\frac{v}{\sqrt[3]{n}}$
20	2208	97	4,60	2,75	0,598
60	6360	853	8,47	5,7	0,673
80	8175	1487	10,17	7,5	0,672
110	10419	2712	12,55	9,3	0,741
140	11952	4197	14,66	9,9	0,675
180	12720	6360	17,21	11,1	0,645

Die Amplitude dieser ersten Schwingungen ist nach den Seismogrammen sehr gering, etwa 0,05 mm.

Die kräftigen Stösse kommen, wie gesagt, um so später nach der ersten Erschütterung, je grösser die Entfernung vom Epicentrum ist. Man hat für die Geschwindigkeiten dieser Stösse folgende Zahlen erhalten:

Entfernung in Bogengraden	Geschwindigkeit			
	längs dem Bogen	längs der Sehne nach		
		Milne	v. Rebeur	Cancani
20°	2,1	2,1	1—2,5	2,5
60	2,8	2,7	—	2,7
80	2,9	2,7	3—3,5	—
110	3,3	2,8	—	3,1

Diese Ziffern geben zu sehr interessanten Schlüssen Anlass. Die starken Erschütterungen besitzen eine Geschwindigkeit, welche nur langsam mit der Entfernung zunimmt. Dies zeigt, dass sie durch ziemlich gleichartiges Material fortgepflanzt werden. Ihre bedeutende Kraft deutet an, dass sie relativ wenig geschwächt werden. Es ist natürlich anzunehmen, dass sie in der elastischen festen Erdkruste vorsichgehen. Die Elastizität derselben wird mit der Tiefe zunehmen, da alle Körper bei hohen Drucken eine bedeutend verminderte Kompressibilität besitzen. Zwar nimmt auch die Dichte etwas zu, aber nicht in so beträchtlichem Grade, wie die Kompressibilität abnimmt. Die Folge davon wird sein, dass die Fortpflanzungsgeschwindigkeit, welche der Quadratwurzel aus dem Produkt der Dichte und der Kompressibilität umgekehrt proportional ist, etwas mit der Tiefe zunehmen muss. Da aber die feste Erdkruste nur bis zu einer mässigen Tiefe (etwa 30—50 km) hinunterreicht, so wächst die Geschwindigkeit der durch sie fortgepflanzten Wellen nur bis zu einem bestimmten Maximalwert (etwa 3,4 km pr. Sek.) von einem Minimum (von etwas unter 2 km pr. Sek.) in der Nähe der Erdoberfläche.

Wenn die Entfernung des Beobachtungsortes vom Epicentrum sehr gering ist (unter 10⁰), fallen diese starken Wellen mit den schwachen Vorläufern zusammen, d. h. letztere verschwinden. Diese besitzen auch eine Geschwindigkeit von etwa 2 km pr. Sek. bei Entfernungen unter 10⁰.

Diese Umstände zeigen, dass die Elastizität der festen Erdkruste in ihren tiefsten Schichten etwa viermal grösser, d. h. ihre Kompressibilität viermal geringer, als an der Erdoberfläche sein würde. Dies ist an und für sich nicht sonderbar. Da die Kompressibilität (c) von Kieselsäure, welche einer der wichtigsten Mineralbestandteile der Erde ausmacht, $2{,}7.10^{-6}$ nach Voigt und ihre Dichte (ϱ) 2,7 ist, erhält man eine Fortpflanzungsgeschwindigkeit (v) in derselben gleich:

$$v = \sqrt{\frac{1{,}0133.10^6}{c\,.\,\varrho}} = \sqrt{\frac{1{,}0133.10^{12}}{(2{,}7)^2}} = 3{,}64.10^5 \text{ cm/sek.}$$

Die Zahl im Zähler unter dem ersten Wurzelzeichen ist der Wert einer Atmosphäre in Dynen pr. cm^2, denn die Kompressibilität (c) ist pro Atmosphäre gerechnet. Ungefähr ebenso gross ist die Kompressibiltät der Gläser im Mittel, welche die grösste Ähnlichkeit mit den hauptsächlichen Bestandteilen der festen Erdkruste (Granite, Gneise) besitzen. Die Zahl 3,64 ist um 14 Proz. grösser, als die grösste für Granit gefundene Zahl 3,14. Es ist demnach natürlich, die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der festen Erdkruste etwa so hoch zu taxieren.

Die eben berechnete Fortpflanzungsgeschwindigkeit stimmt sehr gut mit der maximalen Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Erdstösse in der festen Erdkruste überein. Dass die Geschwindigkeit in der Nähe der Erdoberfläche geringer ist, rührt wohl daher, dass dieselbe viel lockerer als die tieferen Erdschichten ist, und dass Wasser, in welchem die Fortpflanzungsgeschwindigkeit nur 1,4 km pr. Sek. beträgt, darin eine grosse Rolle spielt.

Es ist wohl teilweise als ein Zufall zu betrachten, dass die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in tieferen Erdschichten so nahe mit dem für Quarz bei gewöhnlichem Druck und Temperatur übereinstimmt. Denn mit steigendem Druck nimmt die Kompressibilität ab, mit steigender Temperatur dagegen zu, und es ist wohl sehr eigentümlich, wenn diese beiden Änderungen einander so gut wie gänzlich kompensieren.

Ganz anders wie diese relativ wenig gedämpften Schwingungen der festen Erdkruste verhalten sich die schwachen vorlaufenden Schwingungen, welche die erste Botschaft von dem Erdbeben mit sich bringen.

Sie verlaufen offenbar nicht längs der Erdoberfläche oder in einigen hundert Kilometern unter derselben, sondern sie dringen allem Anschein nach tief in das zähe Erdinnere hinein. Ihre Geschwindigkeit nimmt höchst bedeutend mit der Tiefe der Verbindungslinie zwischen Epicentrum und Beobachtungsort zu, und zwar sehr nahe, wie die dritte Wurzel aus der grössten Tiefe. Um längs einem Halbmesser der Erde zu passieren, brauchen sie 1145 Sekunden oder etwa 19 Minuten. Da die feste Erdkruste etwa 40 km tief auf jeder Seite der Erde hinunterreicht, zu dessen Durcheilen der Stoss etwa 23 Sek. nötig hat, so bleiben für die übrigen 11920 km nur etwa 1122 Sek. übrig, d. h. die Fortpflanzungsgeschwindigkeit im Erdinnern beträgt etwa 10,6 km pr. Sek. Da nun die Dichte des grössten Teiles dieser Strecke ungefähr 2,5 mal grösser ist wie die Dichte der festen Erdkruste, so muss die mittlere Kompressibilität des inneren Erdkerns ungefähr 21 mal geringer sein, als diejenige des Quarzes, und ungefähr fünfmal geringer als diejenige von festem Stahl nach Amagats Messungen.

Trotz der hohen Temperatur muss der unerhörte Druck diese grosse Abnahme der Kompressibilität bewirken. Die gasförmigen Bestandteile des Erdinnern weichen also in dieser Beziehung ganz enorm von den uns bekannten Gasen ab. Wenn man aber aus den uns bekannten Thatsachen über die Kompressibilität der Gase bei sehr hohen Drucken sich eine Vorstellung über die Kompressibilität von Gasen unter Drucken, welche dem Erdinnern entsprechen, zu bilden versucht, stösst man nicht auf Widersprüche. Mit stetig zunehmendem Druck nähert sich nämlich das Volumen der Gase asymptotisch einem bestimmten von der Temperatur abhängigen Wert, dem sogenannten Covolumen. Mit anderen Worten, die Kompressibilität nähert sich mit steigendem Drucke dem Werte Null.

Da nun die Fortpflanzungsgeschwindigkeit nicht in allen Tiefen gleich ist, so folgt daraus, dass der erste Stoss nicht den geradlinigen Weg vom Epicentrum (E) zum Beobachtungsorte (B) gegangen ist. Vielmehr ist der Weg dieser Welle ein solcher, dass der Stoss längs demselben in der kürzesten Zeit nach dem Beobachtungsorte anlangt. (Die entsprechende Kurve ist eine Brachystochrone.) Demzufolge ist der Weg vom Epicentrum E nach innen gebogen, etwa wie die Kurven in Fig. 117. Wenn auch die Verbindungslinie zwischen E und dem Beobachtungspunkt B nur durch die feste Erdkruste verläuft, so wird doch meistenteils ein sehr grosser Teil des Wellenweges im flüssigen Magma liegen. Besonders ist dies in seismischen Gegenden der Fall, wo das

Magma relativ nahe an die Erdoberfläche kommt. Dieser Umstand erklärt, dass, nur wenn *EB* sehr kurz ist (unter 100 km), der erste Stoss von dem Hauptstoss nicht zu unterscheiden ist.

Zufolge der starken Zunahme der Fortpflanzungsgeschwindigkeit mit der Tiefe verläuft die Fortpflanzungskurve *EB* in *E* und *B* nahezu senkrecht zur Erdoberfläche, wenn die Entfernung *EB* nicht allzu gering ist.

Ebenso grosses Interesse wie die Betrachtung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit im Erdinnern bietet die Thatsache, dass auch bei den allerheftigsten Erdbeben der erste Stoss unerhört schwach ist, sobald die Welle einen merkbaren Teil des flüssigen und gasförmigen Erdinnern durchlaufen hat. Dieser Umstand zeigt, dass die Stosswelle im Erdinnern durch die Zähflüssigkeit ganz enorm gedämpft wird. Wäre nun das Erdinnere ein starrer Körper, wie Einige meinen, so müsste der erste Stoss kräftiger sein als der Anteil des Stosses, welcher sich durch den unbedeutenden Teil der festen Erdkruste mit einer maximalen Geschwindigkeit von 3,5 km pr. Sek. sich fortpflanzt. Da nun gerade das Umgekehrte in höchst ausgeprägtem Maasse stattfindet, so müssen wir schliessen, dass das Erdinnere eine ungeheuere Zähflüssigkeit besitzt. Dies trifft nun nicht nur für das flüssige Magma, sondern auch für sehr heisse komprimierte Gase zu. Die Schlüsse, welche wir aus dem Verhalten der Erdstösse in Bezug auf das Erdinnere ziehen, stehen also im allerbesten Einklang mit dem, was oben (S. 281) aus der Zunahme der Temperatur mit der Tiefe geschlossen wurde.

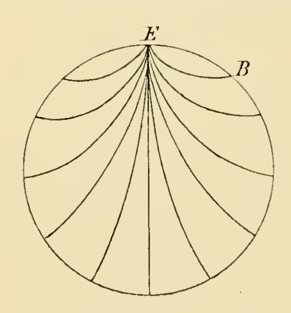


Fig. 117.

Die Beobachtungen ergeben demnach drei verschiedene Wellenzüge, die von dem Erschütterungsgebiet nach dem Beobachtungsorte hin sich verbreiten. Am schnellsten geht der Wellenzug durch das Erdinnere, indem die Fortpflanzungsgeschwindigkeit da im Maximum 10.6 km pr. Sek. beträgt. Das Maximum trifft ein, wenn die Punkte *E* und *B* auf demselben Erddurchmesser liegen. Wegen der grösseren Kompressibilität des Erdinnern in der Nähe der Erdoberfläche wird die Geschwindigkeit um so geringer, je kürzer *EB* ist und sinkt bis auf ein Minimum von 2,75 km pr. Sek., wenn die Entfernung *EB* sehr gering wird (unter 20 Gradbogen).

Diese Wellenbewegung wird zufolge der grossen inneren Reibung

im Erdinnern stark gedämpft und giebt deshalb nur zu einem kaum merklichen Stosse Anlass.

Der kräftige Stoss pflanzt sich durch die feste Erdkruste fort. Die Geschwindigkeit dieses Wellenzuges beträgt 2—3,5 km pr. Sek. je nach der Entfernung.

Schliesslich kommt die transversale Meereswelle (das Seebeben), welche wie gewöhnliche Wellen durch die Schwerenwirkung fortgepflanzt wird. Wenn man die mittlere Tiefe des Oceans gleich 3500 m annimmt, so wird die Fortpflanzungsgeschwindigkeit dieser Wellenbewegung 0,185 km pr. Sek. Sie ist übrigens der Quadratwurzel aus der Tiefe proportional (vgl. oben S. 321). Etwa doppelt so schnell schreitet die Schallwelle in der Luft fort.

An den Erdbebenbeobachtungen nehmen jetzt (1899) folgende Stationen teil: Shide, Kew, Toronto, Victoria (Brit. Col.), San Fernando (Spanien), Madras, Bombay, Calcutta, Batavia, Mauritius, Capstadt, Arequipa (Mexiko), Philadelphia, Tokio, Cordoba (Argentina), Neuseeland, Kairo, Paisley, Mexico, Beyrut, Honolulu, Trinidad, Nikolaiew, Potsdam, Triest, Rocca di Papa, Ischia, Catania, Bidston und Edinburg. Erdbeben, welche an wenigstens zwei nicht all zu nahe aneinander gelegenen Stationen bemerkt werden, treffen etwa einmal jede Woche ein.

Obgleich die grossen Erderschütterungen vom Boden des Oceans nicht notwendigerweise direkt mit den vulkanischen Erscheinungen verbunden sind, so liegen doch die steilen Abfälle im Ocean in der unmittelbaren Nähe von stark vulkanischen Gebieten. Dies ist z. B. der Fall mit folgenden wichtigsten Erdbebendistrikten, neben welchen die Neigung des Meeresbodens verzeichnet ist:

Westküste von Südamerika, bei Aconcagua	Neigung	1:20,2
Die Kurilen bei der Insel Urup	„	1:22,1
Japan, Westküste der Insel Nippon . . .	„	1:30,4
Sandwich-Inseln nach Norden	„	1:23,5

Die grössten Neigungen des Meeresbodens in nicht seismischen Gebieten beträgt: an der Südküste von Norwegen etwa 1:73 und an der Küste von Australien 1:91. Die starke Neigung des Meeresbodens in seismischen Gebieten giebt ein Maass der Verbiegung des Meeresbodens. Es ist natürlich anzunehmen, dass die Zahl und Grösse der kleinen Risse im Meeresboden, durch welche das Wasser zum Magma hineinsickert, mit dieser Verbiegung zunimmt. Übrigens wird das flüssige Erdinnere an solchen einspringenden Ecken die feste Erdkruste auflösen und nur

eine dünne Rinde zurücklassen. In der Nähe dieser grossen Bodenneigungen des Meeres liegen deshalb die wirksamsten Vulkandistrikte der Erde.

Die Entstehungsweise der Erdkruste. Sobald die Temperatur genügend tief gesunken war, erstarrte die Erdoberfläche als eine Kruste von Silikaten. Später, nachdem die Temperatur unter die kritische Temperatur des Wassers — etwa 365° — gesunken war, entstand der Ocean, welcher stark dazu beitrug, das Aussehen des Meeresbodens umzugestalten. Nachdem nun eine feste Erdkruste vorhanden ist, deren Temperatur nur mässigen Schwankungen ausgesetzt war, wie in der jetzigen Zeit, konnte nur das Erdinnere zufolge der langsamen Wärme-

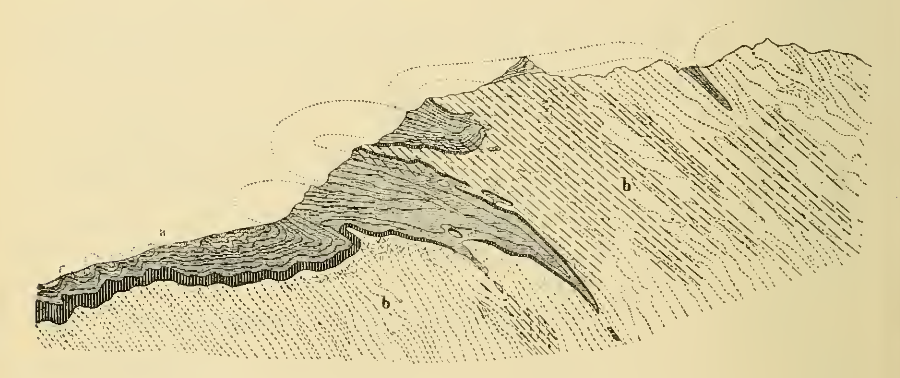


Fig. 118. Schematisches Bild der „Kalkkeile" (*a*) im Gneise, (*b*) vom Berner Oberland; nach Baltzer.

abgabe vermittelst Wärmeleitung in der Kruste sich abkühlen und damit sich zusammenziehen. Die Erdkruste musste dann zusammenschrumpfen, ungefähr wie die Haut eines eintrocknenden Apfels. Dadurch entstanden gewaltige Überschiebungen, welche in mehreren Gegenden konstatiert sind, und grosse Falten, welche in den Gebirgsgegenden so auffällig sind. Je nach der Plasticität der verschiedenen Erdlager, welche wohl zum grössten Teil von ihrem Wassergehalt abhing, und der Grösse und Richtung des Druckes konnten die verwickeltsten Verbiegungen entstehen (vgl. Figg. 118 und 119). Die eben gebliebenen Stellen sanken teilweise nach und wurden vom Weltmeer bedeckt. Auf diese Weise entstand in der Hauptsache die Verteilung zwischen Land und Meer. Viele Forscher sind der Ansicht, dass die tiefsten Stellen des Meeres seit der Silurzeit vom Meere bedeckt geblieben sind.

Durch ein genaues Studium der Verbiegungen kann man eine

Schätzung ausführen, eine wie grosse Oberfläche ursprünglich von den gebogenen Schichten bedeckt war und diese mit dem jetzigen Horizontalquerschnitt derselben Schichten vergleichen. Solche Schätzungen der Zusammenziehung sind von Heim und anderen ausgeführt worden. Sie leiden jedenfalls an einer bedeutenden Unsicherheit. Zur Orientierung

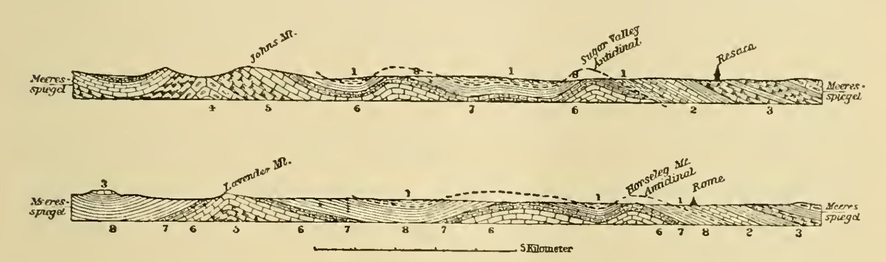


Fig. 119. Überschiebung im Appalachen-Gebirge. 1. Coosa-Schiefer. 2. Rome-Sandstein und Quarzit. 3. Connasauga-Schiefer. 4. Knox-Dolomit. 5. Chickamauga-Kalkstein und Rockmart-Schiefer. 6. Rockwood-Bildung. 7. Fort-Payne-Hornstein. 8. Floyd-Schiefer. 1—3 gehören der kambrischen, 4—6 der silurischen und 7—8 der untersten Kohlenformation an (nach C. W. Hayes). Die Verschiebung wird dadurch gekennzeichnet, dass mit niederen Ziffern bezeichnete ältere Schichten stellenweise über mit höheren Ziffern bezeichneten jüngeren Schichten liegen.

gebe ich nach Penck einige solche Ziffern an, in welchen a die ursprüngliche Breite der gefalteten Fläche, b die jetzige Breite derselben (die Länge ist unverändert geblieben) und a/b die Zusammenziehung bedeuten.

		a	b	a/b
Schweizer Jura bei Genf	(nach Heim)	22	17	1,29
„ „ „ Biel	„ „	29	24	1,21
Kettenjura	„ „	12	7	1,71
Schweizer Nord- und Central-Alpen	„ „	158	82	1,93
Ostalpen	(nach Rothpletz)	253	222	1,14
Appalachen, Teil 1	(nach Claypole)	161	105	1,53
„ Teil 2	„ „	97	79	1,22
Californisches Küstengebirge	(nach Leconte)	24—29	10	2,4—2,9.

Rudzki nimmt an, dass die mittlere Zusammenziehung nur 1,14 beträgt. Die Grösse der von Faltung betroffenen Oberfläche schätzt er folgendermaassen:

In Europa	$4{,}64 . 10^6$ km^2
„ Asien	24,88 „ „
„ Nordamerika	14,16 „ „

In Südamerika	$3{,}15 . 10^6$ km²
„ Afrika	0,72 „ „
„ Australien	1,05 „ „
Auf Inseln des Stillen Ocean . . .	3,53 „ „
Unter dem Meer an der Küste . . .	13,25 „ „
Summa:	$65{,}38 . 10^6$ km².

Da die ganze Erdoberfläche $509{,}9 . 10^6$ km² beträgt, so macht der gefaltete Teil davon 12,8 Proz. aus. Die totale Zusammenziehung der Erdkruste würde 0,14 davon ausmachen, d. h. 9,1 Millionen km² oder 1,8 Proz. der jetzigen Erdoberfläche. Davon gehen die Durchschnitte der durch vulkanische Ausgüsse gebildeten Gänge ab, welche zu 1 Million km² geschätzt werden. Danach wäre die wirkliche Zusammenziehung der Erde 8,1 Millionen km² oder 1,6 Proz. der jetzigen Erdoberfläche. Daraus folgt, dass der Erdradius um 0,8 Proz. oder um 51 km geschrumpft ist.

Bei solchen Schätzungen muss man natürlicherweise die durch Verwitterung und Abtragung entfernten Teile der Gebirgsketten rekonstruieren. Auf ähnliche Weise hat Heim geschätzt, dass die ganze Zusammenziehung des Erdballes, seitdem die jetzt vorhandenen Gebirgsketten sich zu bilden anfingen, nicht ganz 1 Proz. des jetzigen Erddurchmessers beträgt. Der Erdhalbmesser sollte sich demnach nicht um völlig 64 km verkürzt haben. Eine viel niedrigere und wahrscheinlich zu geringe Ziffer ist die oben angeführte von Nathorst, welcher annimmt, dass seit der Silurzeit der Erdhalbmesser nur um etwa 5 km geschrumpft sei.

Diese Schrumpfung geht, wie oben gezeigt wurde (vgl. S. 282), ganz ausserordentlich langsam vor sich, denn sie beruht auf der Abkühlung der Erdmasse, welche ausserordentlich zähflüssig ist, sodass die Wärmeabfuhr auf die langsam wirkende Leitung der Wärme beschränkt ist. Die relativ zu den Dimensionen des Erdinnern sehr dünne Erdkruste kann, wie Ekholm gezeigt hat, während dieses langsamen Prozesses zufolge veränderter Ausstrahlung relativ kurzperiodische Schwankungen, deren Längen jedoch nach Millionen oder wenigstens Hunderttausenden von Jahren zu rechnen sind, durchmachen. Wenn also, z. B. während einer langen Eiszeit, die ganze Erdkruste abgekühlt wird, so ist es sehr wohl möglich, ja sogar wahrscheinlich, dass diese Abkühlung so schnell vor sich geht, dass das Erdinnere nicht mitfolgen kann. Es ist hauptsächlich die unter dem Festland befindliche Erdkruste, welche von dieser Abkühlung betroffen wird. Es werden dann Risse an den schwächsten

Stellen der Erdkruste entstehen und dadurch das Hinaufdringen des flüssigen Magmas begünstigt werden. Mit anderen Worten: der Vulkanismus wird danach steigen. Dadurch kommen ganz andere gebirgsbildende Kräfte ins Spiel. Die Vulkane schütten grosse Mengen von festen Stoffen aus und dadurch heben sich allmählich diejenigen Erdteile, wo der Vulkanismus seinen Hauptsitz hat. So wird wahrscheinlicherweise im Laufe der Zeit Kamtschatka durch die Kurilen mit Japan verbunden werden, die amerikanische Küste am Stillen Ocean höher hinaufsteigen. Vielleicht wird auch die vulkanische Wirksamkeit lange genug dauern, um die Umgebungen des Längsrisses im Atlantischen Ocean zu Tage zu befördern. Es ist gar nicht unwahrscheinlich, dass gerade in der Gegenwart die Kälte der letzten Eiszeit noch in die tieferen Lagen der Erdkruste hineindringt und so eine langsame Zunahme des Vulkanismus zu stande bringt.

Wir besitzen demnach zwei verschiedene gebirgs- und festlandsbildende Agentien, welche wechselweise in Wirkung treten, die relative Schrumpfung des Erdinnern, welche als der Hauptprozess anzusehen ist, und der auf lange dauernde Abkühlungen der Erdkruste folgende gesteigerte Vulkanismus. Durch den erstgenannten Prozess entstehen die grossen Gebirgsfalten, welche für die meisten Gebirgsketten, wie den Himalaya, die Alpen etc., charakteristisch sind. Durch den zweiten Prozess heben sich Teile am Meeresboden, wo Spalten vorkommen, nebst ihren Umgebungen. Neben diesen beiden Prozessen scheinen die anderen von sekundärer Bedeutung zu sein. So z. B. hebt sich nach der Meinung vieler Forscher die skandinavische Halbinsel durch langsame elastische Nachwirkung aus der niedergepressten Lage, in welche sie durch die Belastung der Eismassen der Eiszeit gezwungen wurde. Diese Hebung, seit der letzten postglacialen Meeresbedeckung, erreicht im innern Nordschweden etwa 180 m (nach De Geer). In ähnlicher Weise hat sich das östliche Nordamerika nach der Vereisung aufgewölbt. Eine gleichartige Hebung ist in Utah erfolgt (um etwa 150 m nach Gilbert). Auch am Nordrande der Schweizer Alpen sind die quartären Schichten gehoben (Heim). Überhaupt zeigen die Kontinente an vielen Stellen Massendefekte unter ihnen. Die Erde strebt aber einem Gleichgewichtszustande zu, in welchem diese Massendefekte ausgeglichen sind. Folglich wirken Kräfte zu dem Endziel, die betreffenden Stellen in die Höhe zu schieben. Die Plastizität des Erdinnern wird einen langsamen Nachschub erlauben, ob derselbe aber nennenswert ist, muss künftigen Untersuchungen vorbehalten bleiben.

Diese Ansicht ist von Dutton zu einer sogenannten isostatischen Theorie entwickelt. Die nivellierenden Kräfte streben die Gebirgshöhen abzutragen und in Form von Sediment in der Nähe der Küsten abzulagern. Wenn also einmal Gleichgewicht (Isostasie) in der Schwerenwirkung stattgefunden hätte, so würde es gleich wieder gestört werden, so lange Nivellierungen noch auf der Erdkruste vorkommen. Die Isostasie strebt sich wieder durch Senkung der Küste und Hebung des Festlandes herzustellen. Die Erdkruste besitzt bei der Senkung der Küstenstrecke den geringsten Widerstand landeinwärts, wo die hebenden Kräfte wirksam sind; die sinkende Küstenmasse wird gleichsam unter das Festland hineingeschoben. Ein gewisser äusserst langsamer Kreislauf des Materials der Gebirgsketten würde daraus resultieren. Nach Duttons Meinung soll das Hineindringen der Küstenablagerungen unter den Festland so mächtig sein, dass es vermag, der Erdkruste langgestreckte und tiefe Faltungen, in Form von Küstengebirgsketten, zu erteilen.

Wie Ekholm gezeigt hat, ist die Natur bestrebt, eine Art Oscillation zwischen den beiden Prozessen der Schrumpfung der Erdkruste und des Vulkanismus zu erhalten. Die vulkanischen Ausbrüche fördern nämlich nicht nur feste, sondern auch gasförmige Bestandteile zur Atmosphäre hinauf. Unter diesen Gasen ist die Kohlensäure von besonders grosser Bedeutung, indem sie die Wärmedurchlässigkeit der Atmosphäre vermindert und dadurch eine Steigerung der Erdoberflächentemperatur verursacht. Nach genügend langer Zeit dringt die Temperaturerhöhung von der Erdoberfläche in die Erdkruste hinein und veranlasst einen tangentialen Druck in derselben. Dadurch entstehen teils Falten, d. h. Gebirgsketten, teils werden die Spalten zusammengedrückt und die vulkanische Thätigkeit vermindert, wobei auch die zufolge der vulkanischen Thätigkeit hinaufbeförderten festen Stoffe mächtig mitwirken. Die Kohlensäureproduktion wird stark vermindert, dagegen trifft dies nicht für den Verbrauch dieses Gases zufolge der Verwitterung zu. Es wird die Atmosphäre wieder durchlässiger für Wärme und eine langsame Abkühlung erst der Erdoberfläche, dann der tiefer liegenden Teile der Erdkruste, fängt an. Wenn diese Abkühlung weit genug fortgeschritten ist, fängt das Spiel wieder an, indem neue Spalten in der Erdkruste entstehen, und dadurch eine neue verstärkte vulkanische Thätigkeit verursacht wird. Die Periodicität hängt also von dem ausserordentlich langsamen Eindringen der Wärmewelle von der Oberfläche in die tieferen Schichten der Erdkruste ab. Je dicker die Erdkruste wird, desto länger werden die betreffenden Perioden ausfallen, und zwar wird nach dem

Gesetze der Wärmeleitung die Periodenlänge dem Quadrate der Dicke der festen Erdkruste proportional zunehmen.

Diese Veränderungen gehen immer sehr langsam vor sich. Man erklärt auf diese Weise den Umstand, dass Flussläufe nicht selten Bergrücken durchqueren. Der Bergrücken hat sich auf der Stelle gehoben, wo ein altes Flussbett lief. Die Hebung geschah aber so langsam, dass das fliessende Wasser sein Bett ebenso schnell aushöhlen konnte. Ebenso wirkten die bergabtragenden Kräfte an anderen Teilen des sich hebenden Berges, sodass kein Teil desselben die Höhe besitzt, welche er gehabt hätte, falls solche Kräfte nicht wirksam gewesen wären. Infolgedessen gehören die Bergkämme, welche in relativ späten geologischen Zeiten sich gehoben haben, zu den höchsten auf der Erde.

Die nivellierenden Kräfte. Wenn die Erde flüssig wäre, so würde sie, wie oben gesagt, die Form eines Umdrehungsellipsoides annehmen. Die wirkenden Kräfte streben auch der festen Erdkruste diese Form zu erteilen, die festen Körper geben aber nicht, wie flüssige und gasförmige, den kleinsten Kräften nach. Durch die Bewegung flüssiger oder gasförmiger Körper werden aber kleine feste Körper von ihrer Unterlage gehoben und können demnach dem nivellierenden Bestreben der Schwere Folge leisten. So führen die Bäche und Flüsse, welche aus dem Regenwasser entstehen, feste Körper zu tiefer liegenden Stellen. Die kleinsten Partikelchen werden als Schlamm zum Meere mitgeschleppt, wo sie im salzigen Wasser schnell sich absetzen. Salzhaltiges Wasser besitzt nämlich die sonderbare Eigenschaft, dass darin schwebende schwerere Teilchen sich zusammenballen und deshalb viel schneller zu Boden fallen, als in reinem Wasser. Diese Eigenschaft nimmt mit dem Salzgehalt schnell zu, sodass sie im stark salzigen Meereswasser ausserordentlich viel mehr ausgeprägt ist, als im salzarmen Flusswasser. Diese Eigentümlichkeit, von welcher man sich leicht durch einen Versuch überzeugen kann, ist für die Sedimentbildung in der Natur von der allergrössten Bedeutung.

Durch den Kreislauf des Wassers werden folglich die leichteren Partikel, wie Sand, Lehm etc. von den höheren Punkten der Erde zu den niederen und besonders zu den Meeresböden in der Nähe der Küste hinuntergeschleppt. Dabei ist die Mitwirkung der festen Mineralpartikelchen höchst wichtig, indem sie wie eine harte Feile gegen die Unterlage wirken, welche dem Wasser allein vollkommen Widerstand leisten würde. Die erodierende Wirksamkeit der Flüsse beruht demnach hauptsächlich auf ihrem Schlammgehalt. In ebenderselben Weise wirken

die Winde, obgleich in unseren Gegenden viel schwächer. In Wüstengegenden geben sie aber der Landschaft das charakteristische Gepräge. Die heftigen Winde, welche Sandstaub mitschleppen, wirken sogar als Sandgebläse und können die härtesten Gesteine allmählich abschleifen. Auch das feste Wasser, in Form von Gletschereis, schleppt die lockeren Bestandteile aus ihren Betten heraus und gräbt tiefe Rillen in die unterliegenden harten Felsen mit Hilfe von an ihrer Unterseite festgefrorenen Steinen ein.

Auf diese Weise würde es allmählich dahin kommen, dass der feste Erdboden aus reingewaschenem Felsen bestehen würde, und damit die Wirkung der Wasser- und Luftströmungen unbedeutend werden. Dass das nicht so geschieht, verdanken wir der allmählichen Verwitterung.

Bei derselben spielt die Kohlensäure die Hauptrolle. Von den anderen Gasen der Atmosphäre hat Sauerstoff und in geringem Maasse Ammoniak eine Bedeutung, die jedoch keineswegs mit derjenigen der Kohlensäure zu vergleichen ist. Die Kalksteine werden vom kohlensäurehaltigen Wasser unter Bildung von Bicarbonat gelöst und mit zum Meere oder zu den Binnenseen geschleppt, wo das Bicarbonat unter Freiwerden von Kohlensäure das Material zum Aufbau der Gehäuse der Schalentiere und der Korallen liefert.

Ebenso löst die Kohlensäure aus den Silikaten die Basen heraus und lässt Kaolin oder Thon zurück. Die gelöste Kohlensäure ist nämlich viel kräftiger als die Kieselsäure, und die Beständigkeit der Silikate hängt nur von ihrer ausserordentlichen Schwerlöslichkeit ab. Durch den Gehalt des Wassers an Kohlensäure wird gewissermaassen die Löslichkeit des Silikates bedeutend vergrössert. Das lockere Kaolin wird weggewaschen, und zuletzt bleibt aus manchen Bergarten, wie aus Granit, nur Kieselsäure als Quarzsand zurück. Quarzsandsteine mit quarzigem Bindemittel liefern deshalb die unvergleichlich wetterbeständigsten Materialien für Bauten.

Der Sauerstoff, welcher sich auch im fliessenden Wasser löst, bewirkt hauptsächlich, dass Eisenoxydulverbindungen, z. B. in Basalten, oxydiert werden, wodurch das Gestein gelockert wird, sowie Schwefelverbindungen zu Sulfaten umgebildet werden, welche zum grossen Teil löslich sind und somit weggewaschen werden können.

Die Verwitterung muss stark mit dem Kohlensäuregehalt zunehmen. Wenn übrigens die Verhältnisse (Niederschlagsmenge und Temperatur) gleich blieben, so würde ohne Zweifel, nach den Gesetzen für gewöhnliche chemische Umsetzungen, die Verwitterung proportional mit

dem Kohlensäuregehalt der Luft zunehmen. Durch die Zunahme des Kohlensäuregehaltes der Luft steigt aber auch die Temperatur und damit der Wasserdampfgehalt der Luft und folglich die Niederschlagsmenge aus der Atmosphäre. Diese beiden Umstände unterstützen die fraglichen Umsetzungen in hohem Grade. Die Verwitterung wächst demnach schneller als dem Kohlensäuregehalt der Luft proportional, so viel man jetzt schätzen kann, ungefähr proportional dem Quadrate dieses Gehaltes.

Ungefähr in derselben Weise verhält sich die Vegetation, welche durch den Kohlensäuregehalt bedingt ist. Versuche von Godlewsky scheinen anzudeuten, dass, wenn Temperatur und Wasserdampfgehalt unverändert bleiben, das Wachstum (von Typha latifolia, Rohrkolben) dem Kohlensäuregehalt der Atmosphäre proportional zunimmt. Die Zunahme des Wasserdampfgehaltes und der Temperatur der Luft erhöhen diese Wirkung vermutlich ungefähr wie bei der Verwitterung.

Es würde demnach der Umsatz in der unorganischen und in der organischen Natur etwa im Verhältnis 1 : 4 zunehmen, wenn der Kohlensäuregehalt der Luft auf das Doppelte des jetzigen Wertes anstiege. Es giebt keinen anderen Körper, welcher dieselbe Bedeutung für den Haushalt der Natur besässe.

Übrigens hat auch die Vegetation einen nicht unbedeutenden Einfluss auf die Verwitterung. Die härtesten Granitfelsen bekleiden sich mit einer Decke von Flechten und später, wenn diese den Boden aufgelockert haben, siedeln sich höhere Pflanzen an. Alle diese Pflanzenarten treiben ihre Wurzeln in die Risse des Steines hinein. Dadurch entsteht teils eine mechanische Wirkung, indem die Wurzelfasern beim Zuwachs oder beim Anschwellen nach Regen einen Druck auf die Teilchen des Steines ausüben, teils auch eine chemische Wirkung, indem die Wurzeln eine saure Lösung absondern. Diese Lösung zersetzt teilweise die Alkalisilikate im Gestein, deren Salze nachher zur Nahrung der Pflanzen dienen. Die verschiedenen Pflanzen tragen auch dazu bei, das Wasser am Felsen zurückzuhalten, welches mit Hilfe der absorbierten Kohlensäure der Luft die Verwitterung beschleunigt.

Die Pflanzen geben auch nach ihrem Tode zur Bildung von Humussäuren Anlass, welche eine der Kohlensäure ähnliche zersetzende Wirkung auf das Gestein ausüben. Besonders in den kälteren Erdteilen und auf den Bergen tritt diese Wirkung der Humussäure stark hervor.

Das Wasser wirkt nicht nur chemisch auf das Gestein ein, sondern

auch, und zwar in hohem Grade, mechanisch. In höheren Breiten oder auf hohen Bergen, wo die Temperatur häufig unter den Gefrierpunkt des Wassers sinkt, ist diese Wirkung höchst bedeutend. Das flüssige meteorische Wasser (am Tage im Sonnenschein) dringt in die kleinen Risse des Felsens hinein und friert nachher bei Abnahme der Temperatur unter Null (in der Nacht). Wenn dabei die nach aussen liegenden Teile, wie natürlich, zuerst frieren, und nachher die unten liegenden, so üben diese bekanntlich, infolge der Ausdehnung des Wassers beim Frieren, eine bedeutende Sprengwirkung aus. Die anfangs unbedeutenden Risse nehmen an Grösse immer mehr zu, bis ein Felsenstück ausgesprengt wird.

Von geringerer Bedeutung ist die Wärmewirkung, welche hauptsächlich in wärmeren Gegenden hervortritt. Die meisten Gesteine bestehen aus verchiedenen Mineralien, welche einen etwas verschiedenen Ausdehnungskoefficienten besitzen. Bei starken Wärmeveränderungen kann es deshalb geschehen, dass der Zusammenhang zwischen den Bestandteilen des Gesteins gelockert wird. Wenn man ein Stockfeuer auf einem Granitfelsen brennen lässt, so lösen sich nachher leicht schalenförmige Stücke von dem Gestein ab. Dies geschieht noch leichter, wenn das Gestein eine natürliche der Oberfläche parallele Schichtung besitzt. Eine ähnliche schuppen- oder schalenförmige Ablösung der äusseren Felspartien ist nach heftiger Sonnenwirkung beobachtet worden.

Auch senkrecht zu dieser Richtung entstehen bisweilen Sprünge durch die Wärmewirkung, in welchem Fall der Felsen in Blöcke zerlegt wird. Bei heftiger Bestrahlung lösen sich auch kleine Schuppen mit muschelförmigem Bruch ab, ganz wie bei den Meteoriten bei ihrer Erhitzung durch Reibung gegen die Luft. Dies gilt besonders für Steine von nicht zu harter Struktur, wie Kalksteine. Die mechanische Verwitterung strebt nicht die Steine so fein zu zerteilen, wie die chemische. Bekleidung mit Vegetation schützt sehr sowohl gegen mechanische Verwitterung als auch gegen Abschwemmung der Partikelchen durch Wasser.

Alle diese Umstände bewirken, dass Steingetrümmer sich von den Felsen ablösen, und wenn diese genügend steil sind, herunterfallen und den Fuss des Berges mit sogenannten Schutthalden umgeben.

Wenn nun nicht die transportierende Fähigkeit des Wassers und der Luft sich geltend machte, sondern die Felsen nur der Verwitterung ausgesetzt wären, so würden sie sich allmählich mit einer schützenden verwitterten Schicht bedecken, welche weitere Einwirkung verhindern würde. Es ist also die Vereinigung von Verwitterung und Denudation, welche

die Nivellierung zu stande bringt. Den Betrag der Abtragung in einigen Fällen ersieht man aus folgender Schätzung Brückners, welche das Sinken der Erdoberfläche in Millimetern pro Jahr infolge der Wegschwemmung in den Stromgebieten folgender Flüsse angiebt (nach Penck):

Rhein	0,041
Elbe (oberhalb Tetschen)	0,012
Seine (oberhalb Paris)	0,024
Maas (oberhalb Lüttich)	0,050
Donau (oberhalb Wien)	0,056
Arve (oberhalb Genf)	0,210
Reuss (oberhalb Flüelen)	0,180
Rhône (oberhalb Villeneuve)	0,440
Kander (oberhalb des Thuner Sees)	0,280
Amu Darja	0,120
Indus	0,270
Ganges	0,300
Irawaddy	0,310
Yangtsekiang	0,070
Nil	0,013
Mississippi	0,045

Die reissenden Bergflüsse haben, wie leicht ersichtlich, die kräftigste Wirkung. Obgleich diese Mengen unbedeutend erscheinen, so üben sie in der Länge der Zeit, z. B. während einer geologischen Epoche, einen bedeutenden Einfluss aus. So z. B. würde in 100000 Jahren die Abschwemmung in den verschiedenen Fällen zwischen 1,2 und 44 m betragen.

Im allgemeinen ist die Abtragung grösser in warmen als in kalten Gegenden, was mit der grösseren Niederschlagsmenge zusammenhängt.

Zufolge der unter der Erde vor sich gehenden Ausspülung treten bisweilen Erdstürze auf, wobei unter Umständen Häuser einstürzen und grosse Verluste verursacht werden. In Kalkgebirgen graben sich die Flüsse unterirdische Läufe und bilden Höhlen, wie dies z. B. viele Grotten im Karst, worunter die Adelsberger Grotte die berühmteste ist, zeigen. Eine solche Landschaft, die nach dem am besten bekannten Beispiele Karstlandschaft genannt wird, kommt in sehr vielen Weltgegenden vor, wo der Berggrund aus Kalkstein besteht. Diese Landschaft ist wirtschaftlich sehr schlecht wegen Wasserarmut, indem das Regenwasser in den Kalkboden schnell nach dem Herunterfallen versinkt.

Die Verteilung von Land und Meer. Die Landoberfläche nimmt nur etwa 26,6 Proz. von der bekannten Erdoberfläche auf. Sie ist sehr verschieden auf die nördliche und die südliche Halbkugel verteilt, indem der Ocean viel stärker auf der südlichen Halbkugel vertreten ist, als auf der nördlichen. Dies entspricht dem Verhalten auf dem Planeten Mars. Die Verteilung von Wasser und Land auf verschiedenen Breiten ist aus der folgenden Tabelle von v. Tillo ersichtlich:

Breite	Land %	Wasser %	Breite	Land %	Wasser %
70—80 N	28,8	71,2	0—10 N	22,8	77,2
60—70	71,4	28,6	0—10 S	23,6	76,4
50—60	56,9	43,1	10—20	22,1	77,9
40—50	52,3	47,7	20—30	23,1	76,9
30—40	42,8	57,2	30—40	11,4	88,6
20—30	37,6	62,4	40—50	3,2	96,8
10—20	26,3	73,7	50—60	0,8	99,2

Die Landoberfläche ist in den verschiedenen Weltteilen sehr verschieden durch Meeresbuchten, Fjorde u. s. w. zergliedert. Bildet man den Quotient von Küstenlänge und Landoberfläche und setzt diesen Quotienten, der ein Maass der Zergliederung ist, für Europa gleich 1, so wird er für die verschiedenen Weltteile:

Europa	1
Nordamerika	0,66
Australien	0,55
Südamerika	0,38
Asien	0,35
Afrika	0,22

Diese Ziffern geben gewissermaassen einen Anhalt für die Kulturfähigkeit der Weltteile, welche in hohem Grade von der Zugänglichkeit des Oceans abhängig ist.

Die Höhe des Landes ist in verschiedenen Weltteilen sehr verschieden. Die mittlere Höhe der verschiedenen Erdteile ist in folgender Tabelle angegeben:

Balkanhalbinsel	580 m	Frankreich	394 m
Belgien	136 m	Grossbritannien	218 m
Dänemark (mit Island)	352 m	Holland	49 m
Deutsches Reich	214 m	Iberische Halbinsel	701 m

Italien	517 m	Europa	300 m
Österreich-Ungarn . . .	518 m	Asien	950 m
Rumänien	282 m	Nordamerika	700 m
Russland	167 m	Südamerika	650 m
Schweiz	1300 m	Afrika	650 m
Skand. Halbinsel	428 m	Australien	300 m

Die mittlere Landhöhe beträgt etwa 700 m, welche auf eine Oberfläche von 135,7 Millionen km^2 einen Raum von 95.10^6 km^3 einnimmt. Die entsprechenden Ziffern für das Meer sind mittlere Tiefe 3500 m, Oberfläche 374.10^6 km^2, Inhalt 1309.10^6 km^3.

Die Kontinente und Weltmeere nehmen folgende Oberflächen ein:

Europa	$9,81.10^6$ km^2	Grosser Ocean	$175,6.10^6$ km^2
Asien	44,34 „ „	Atlant. „ .	88,6 „ „
Afrika	29,77 „ „	Indischer „ .	74,0 „ „
Nordamerika	20,56 „ „	Südl. Eismeer	20,5 „ „
Südamerika	17,83 „ „	Nördl. Eismeer	15,3 „ „
Australien u. Oceanien	8,96 „ „	Summe Meer:	$374,0.10^2$ km^6
Polargebiete	4,38 „ „		
Festland:	$135,65.10^2$ km^6		

Summe Land und Meer: $509,65.10^6$ km^2.

III. Das Meer.

Die Ausmessung der Meerestiefen. Wie schon bemerkt, übertrifft die mittlere Tiefe des Meeres etwa fünfmal die mittlere Höhe des Festlandes. Die grösste gelotete Meerestiefe zwischen den Ladronen und den Midway-Inseln erreicht 9635 m, übertrifft also nicht unbedeutend die grösste Berghöhe, Gaurisankar, 8840 m.

Zum Studium der Meerestiefe werden Lotapparate benutzt. Bei geringen Tiefen genügt es, ein gewöhnliches Lot oder Senkblei mit Hilfe einer Leine zum Meeresboden hinunterfallen zu lassen. Die Geschwindigkeit des Lotes nimmt anfangs zu und wird bald zufolge der Reibung des Lotes und der Leine am Wasser und an der Ablaufsvorrichtung konstant, bis es mit einem Ruck am Meeresboden stehen bleibt. An der Leine sind Marken (Knoten) in bestimmten Entfernungen angebracht, vermittels welcher man die Leinenlänge und damit die Tiefe beim Stoss des Lotes gegen den Boden bestimmt. Das Lot ist an dem unteren Ende ausgehöhlt und wird mit einem zähen Körper, wie Talg, bestrichen, in welchem feste Teile vom Boden haften bleiben, wodurch man Proben von der Bodenbeschaffenheit erhält.

Wenn man grössere Tiefen ausloten will, so muss das Lot sehr schwer genommen werden, damit der Ruck empfunden wird. Dies gilt besonders, wenn man anstatt einer Hanfleine, welche unter dem starken Druck leidet, einen Stahl- (oder Bronze-)Draht zur Aufhängung des Lotes benutzt. Je grösser die Masse des Drahtes, d. h. je beträchtlicher die Tiefe, desto bedeutender muss die Masse des Senklotes sein, damit sein Gewicht sich neben demjenigen des Drahtes bemerklich macht und also einen deutlichen Ruck beim Stosse gegen den Meeresboden giebt.

Die Fallgeschwindigkeit des Lotes ist anfangs sehr bedeutend (183 m = 100 Faden in 40 Sek.), nimmt dann infolge der Reibung ab, sodass

die zehnten 100 Faden 75 Sek., die zwanzigsten 100 Faden 110 Sek. zum Auslaufen brauchen. Diese Geschwindigkeiten sind empirisch genau ermittelt. Sobald das Lot den Boden berührt hat, sinkt die Auslaufgeschwindigkeit stark unter die für mit Lot belasteten Draht gültigen. Daraus wird häufig die Tiefe ermittelt. Um das Gewicht des Stahldrahtes zu kompensieren, legt man bisweilen eine Bremse gegen die Trommel, von welcher sich der Stahldraht abwickelt. Je mehr Draht ausgelaufen ist, desto stärker muss die Bremse wirken. Die Kraft der Bremse kann man mit einer Schraube so regulieren, dass eine vollkommene Kompensation nahezu erreicht ist. In diesem Falle hört die Abwickelung des Drahtes sehr bald nach dem Stosse des Lotes gegen den Meeresboden auf.

Der Zeitverlust wird bei Anwendung dieser Lotungsmethode etwas grösser, das Resultat aber genauer.

Der Lotdraht ist für alle 10 und 100 Faden (oder mehr) mit Marken versehen. Häufig läuft er auch über ein Zählwerk, das die ausgelaufene Länge angiebt.

Es ist nun mit grossem Zeitverlust verbunden, diese schweren Lote wieder heraufzuheben, deshalb führte Brooke eine Einrichtung ein, deren Wirkungsweise leicht aus nebenstehender Figur verständlich ist und wodurch das Lot sich am Meeresboden von dem Aufhängedraht ablöst. Als Lot wurde früher eine achsial durchbohrte Kanonenkugel genommen, jetzt zieht man ein cylindrisches Lot (*K* Fig. 120) vor, welches auf einer ebenfalls durchbohrten Scheibe (*s*) ruht. Durch die Bohrungen hindurch geht ein leichter Stab *cd*, welcher an dem Aufhängedraht (*l*) mit Hilfe zweier um eine horizontale Achse leicht beweglichen Teile *a* und *b* mittelst kleiner Ketten befestigt ist. In zwei Kerben an den Stücken *a* und *b* liegen die Ösen zweier Drähte, welche die Scheibe *s* tragen. Sobald *d* gegen den Meeresboden stösst, fallen die Stücke *a* und *b* herunter, die beiden Ösen gleiten aus ihren Kerben und das Lot *K* sammt Scheibe *s* bleibt auf dem Meeresboden liegen.

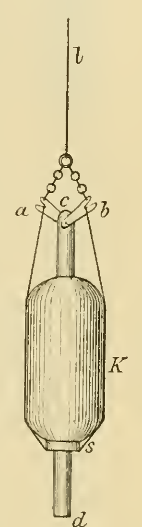


Fig 120.

Um die Schwere des Lotes nach Belieben verändern zu können, verwendete Baillie anstatt des Cylinders *K* mehrere Cylinderscheiben, die aufeinander gestapelt wurden.

Der Stab *cd* dringt gewöhnlicherweise 30—60 cm tief in den lockeren Meeresboden hinein, wobei die Aushöhlung bei *d* sich mit Bodenproben erfüllt. Damit diese beim Heraufziehen nicht hinausfallen, ist ein so-

genanntes Schmetterlingsventil an der Unterseite von *d* angebracht, welches *d* beim Hinaufziehen selbstthätig abschliesst.

Oberhalb des Lotes ist an dem Aufhängedraht ein Wasserschöpfer und ein Thermometer befestigt. Damit der Wasserschöpfer nur Wasser an einer bestimmten Stelle, nämlich der tiefsten, nimmt, ist er so eingerichtet, dass er aus einem Hohlcylinder mit zwei Böden besteht. Der untere Boden ist an zwei Haltern befestigt, der Cylinder und der obere Boden sind dagegen in grossen Entfernungen voneinander und von dem unteren Boden mittelst Sperrhaken festgehalten. Sobald der Aufhängedraht hinaufgezogen wird, setzt sich durch den Widerstand des Wassers ein propellerförmiger Körper in Bewegung, welcher vermittelst eines daran befestigten von einem Schraubengewinde geführten Conus die Sperrhaken zur Seite schiebt, wonach der obere Boden gegen den Cylinder und dieser gegen den unteren Boden fällt. Diese drei Teile schliessen danach mittelst Gummiverpackungen eine Wassermenge ein, welche da genommen ist, wo der Wasserschöpfer hinaufgezogen zu werden anfing. Bisweilen ist der Hohlcylinder mittelst mehrfacher Wandungen in mehrere konzentrische Schichten eingeteilt, und die Böden sehr wärmeisolierend gemacht, in welchem Falle die Temperatur des Wassers, wenn es nicht von allzu grosser Tiefe geholt ist, sich erhält, sodass sie nach Ankunft des Wasserschöpfers zur Oberfläche abgelesen werden kann. Sonst wird das Thermometer mit dem Wasserschöpfer verbunden und ist nach Negretti-Zambras Konstruktion (Fig. 121) so eingerichtet, dass es bei dem Aufziehen des Aufhängedrahtes mit einem Stoss umkippt, sodass die Kugel *A* nach oben kommt. Das Thermometerrohr ist an einer Stelle (bei *D*) stark verjüngt; an dieser Stelle bricht der Quecksilberfaden beim Aufziehen. Man liest die Länge des abgebrochenen Fadens ab, wodurch die Temperatur in dem Moment des Aufziehens bekannt wird. Zur Kontrolle hängt man häufig ein Minimumthermometer daneben auf. Die Thermometerkugeln müssen mit starken Kapseln (aus Glas) umgeben sein, damit der äussere Druck sich nicht zur Thermometerkugel fortpflanzt und den Quecksilberfaden hinaufpresst. Wenn man eine Reihe von Temperaturmessungen, z. B. für je 100 m machen will, befestigt man ein Thermometer auf jeder 100 m-Länge des Lotdrahtes.

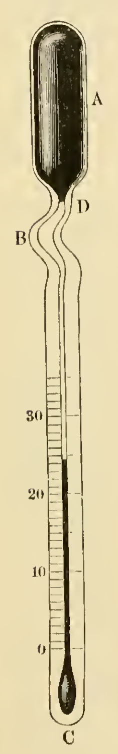


Fig. 121.

Da bisweilen bei grossen Tiefen das Lot durch Meeresströmungen

zur Seite getrieben wird und dadurch die abgelesene Tiefe zu gross erscheint, benutzt man als Kontrollapparat zur Messung der Tiefe eine Art Maximum-Manometer. Ein solches ist von Lord Kelvin konstruiert. Eine lange, durch eine Blechkapsel geschützte Glasröhre ist in vertikaler Lage an der Lotleine befestigt. Die Glasröhre, welche oben zugeschmolzen, unten aber offen ist, ist inwendig mit einer dünnen Haut von Silberchromat überzogen. So hoch wie das Salzwasser eindringt, verwandelt sich das rote Silberchromat in weisses Chlorsilber. Man kann in dieser Weise bestimmen, wie stark das Volumen der das Rohr füllenden Luftsäule komprimiert gewesen ist, woraus der Druck vermittelst Tabellen berechnet werden kann. Um eine genauere Ablesung des Druckes zu ermöglichen, kann man die Röhre nach oben konisch sich verjüngen lassen.

Die Lotleine läuft über eine Rolle mit Zählwerk, welches die abgelaufene Leinenlänge angiebt. Zur Sicherung gegen plötzliche Stösse beim Rollen des Schiffes läuft die Leine über einen Block, welcher mittelst einer elastischen Feder oder mittelst Kautschukschnüren an einem herausragenden Teil (einer Raae) des Schiffes aufgehängt ist. Dieser federnde Aufhängeapparat wird Akkumulator genannt. Er ist um so nötiger, als die meisten auf die Lotleine aufgehängten Apparate funktionieren, wenn die Leine hinaufgezogen wird. Beim Rollen des Schiffes könnte dies leicht unfreiwillig geschehen, wenn nicht der Akkumulator plötzliche Stösse ausgliche.

Man hat viele besondere Einrichtungen zur Temperaturbestimmung in Anwendung gebracht, welche dazu dienen sollten, die Temperatur an jeder beliebigen Tiefe bei derselben Lotung kennen zu lernen. So z. B. hat man selbstregistrierende Thermometer benutzt, deren Fadenlängen photographisch registriert wurden. Dabei lieferte eine kleine Glühlampe oder ein Geisslerrohr das nötige Licht. Oder man maass nach Werner Siemens Vorschlag den Widerstand eines Drahtes in verschiedenen Tiefen; dieser Widerstand ist von der Temperatur abhängig. In beiden Fällen muss man zur Zuleitung des Stromes lange isolierte Drähte, welche mit der Lotleine folgen sollen, verwenden, wodurch nicht unbedeutende Schwierigkeiten entstehen.

Auf obengenannte Weise hat man die Tiefe des Meeres an verschiedenen Stellen gemessen und Wasserproben, die nachher analysiert wurden aus verschiedenen Tiefen, deren Temperaturen gemessen wurden, geholt. Ebenso erhielt man gleichzeitig mit den Tieflotungen Proben von der Zusammensetzung des Bodens.

Da diese Erforschung der Meerestiefen von grosser praktischer Bedeutung ist, sowohl für die Legung von Telegraphenkabeln als auch für die Fischereien, haben die verschiedenen Regierungen mehrere Expeditionen ausgesandt, welche die wichtigsten Beiträge zur Oceanographie geliefert haben.

Die Meerestiefe. Längs der Küste zieht sich für gewöhnlich ein sehr langsam abfallendes Gebiet hin, welches Litoralzone oder Kontinentalstufe genannt wird. Seine Tiefe geht bis zu etwa 200 m, wonach eine sehr schnelle Zunahme der Tiefe bis zu etwa 2000 m oder 1000 Faden stattfindet, die Kontinentalböschung genannt. Die Untiefe rund um die Küste gehört eigentlich mit zum Kontinent selbst und der Ocean fängt erst an der Kontinentalböschung an. Danach nimmt die Tiefe noch weiter hinaus zu, aber für gewöhnlich nicht so schnell, wie zwischen 200 und 2000 m Tiefe. Ferner kommt ein ausserordentlich flaches Gebiet von 2000 bis 6000 m Tiefe, in welchem noch grössere Tiefen als vereinzelte Senkungen vorkommen. Die grösste bekannte Tiefe war bis vor kurzem (1895) die nach dem Expeditionsschiffe benannte „Tuscarora-Tiefe“ (Fig. 111), welche etwa parallel der japanischen Küstenlinie und der Inselreihe der Kurilen verläuft, wo an einer Stelle das Lot den Boden erst auf 8513 m Tiefe traf. Seitdem ist eine ähnliche Tiefe, die „Penguin-Tiefe“ vom Expeditionsschiffe Penguin etwas östlich von Neuseeland aufgefunden worden, wo auf einer Stelle (38° 28′ s. Br. 176° 39′ westl. L. von Greenwich) 9427 m gelotet wurden. Diese Tiefe liegt aber, wie die meisten ähnlichen in der Nähe des festen Landes. Diese wird etwas übertroffen von der oben (S. 348) genannten Tiefe „Neros Graben“, welche vom amerikanischen Schiff Nero 1900 gelotet wurde und 9635 m erreichte.

Wie früher erwähnt, kommen nur selten stärkere Böschungen am Meeresboden vor. Einige Ausnahmen von dieser Regel sind vorhin als Ausgangsstellen vulkanischer und seismischer Störungen angeführt. Ausserordentlich starke Böschungen kommen in der Umgebung der vulkanischen Inseln, besonders im Karaibischen Meer und Stillen Ocean vor.

Andere steile Abfälle ganz anderer Natur finden sich bei den Korallenriffen und Inseln. Die Korallen bauen nahezu vertikal hinauf und nur durch den Abfall von abgestorbenen Korallen (Korallensand) wird der Boden in der Umgebung ausgeebnet. Es dürfte daher nicht Wunder nehmen, dass dabei Böschungen von 40—60° in den Umgebungen solcher Inseln vorkommen können, wie z. B. bei den Bahama-Inseln.

Inmitten des Oceans kommen an mehreren Stellen Erhebungen

vor, welche bedeutende Strecken aufnehmen. Eine solche Erhebung ist der mittelatlantische Rücken, welcher etwa in der Mitte des atlantischen Oceans verläuft und deshalb im grossen den Küstenkontouren parallel läuft. Dieser Rücken ist von Island bis Tristan da Cunha mit Vulkanen besetzt. Durch Ausläufer steht er mit dem amerikanischen und dem afrikanischen Kontinent in Verbindung. Die tiefste Stelle im Atlanten ist an 19° 39′ n. Br. und 66° 26′ w. L. v. Gr. gelotet worden. Sie beträgt 8341 m. Die Umgebung dieser Stelle wird die „westindische Tiefe“ genannt.

Der Meeresboden ist, verglichen mit der Landesoberfläche äusserst eben. Dies rührt daher, dass keine Wasserflüsse den Boden im Meere ausmodellieren (vgl. S. 358).

Die mittlere Tiefe des Meeres beträgt, wie erwähnt, etwa 3500 m. Die wichtigsten Meeresteile haben mittlere Tiefen, welche zu folgenden Werten geschätzt werden:

Atlantischer Ocean	3760 m	Rotes Meer . . .	460 m
Indischer „	3650 m	Karaibisches Meer	2090 m
Stiller „	4080 m	Nordsee	90 m
Mittelmeer . . .	1430 m	Ostsee	70 m

Man glaubte früher, dass das nördliche Polarmeer sehr flach sei. Durch Nansens Tiefenlotungen ist es erwiesen, dass die Annahme unzutreffend ist, indem zwischen Franz-Josephs-Land und den neusibirischen Inseln mehrere Male 3000, einmal sogar 3800 m Tiefe gelotet wurde. Die Behringsstrasse ist sehr flach, nicht mehr als 52 m tief im Maximum. Gewissermaassen hängen also die neue und die alte Welt an dieser Stelle zusammen. Deshalb giessen sich die grossen Wasser- und Eismassen aus den grossen sibirischen Flüssen nördlich von Spitzbergen längs der Ostküste von Grönland in den Ocean aus. Das Kärtchen auf Fig. 122 giebt die Tiefe des Meeres an verschiedenen Stellen an.

Die Bodenbeschaffenheit. Man glaubte früher, dass in grösseren Tiefen alles Leben verschwunden wäre. Es erweckte deshalb grosses Aufsehen, als beim Heraufheben eines Telegraphenkabels aus dem Mittelmeere aus sehr grossen Tiefen Lebewesen zu Tage gebracht wurden. Seitdem hat man sich bemüht, durch Bodenkratzungen und Dredschen (Fig. 123) Material, lebendiges und totes, vom Meeresboden sich zu verschaffen. Es zeigten sich dabei bedeutende Regelmässigkeiten, nach welchen der Meeresboden je nach der Tiefe in recht verschiedene Zonen eingeteilt werden kann. In der Litoralzone, d. h. im Gebiet von 0 bis

200 m Tiefe, finden die grossen Ablagerungen des Abfalles der Kontinente statt, welcher mit dem Wind, den Flüssen und durch die Meereswogen hinausbefördert werden. In vulkanischen Gegenden sind diese Abfälle häufig zum bedeutenden Teil mit Auswurfstoffen der Vulkane vermischt.

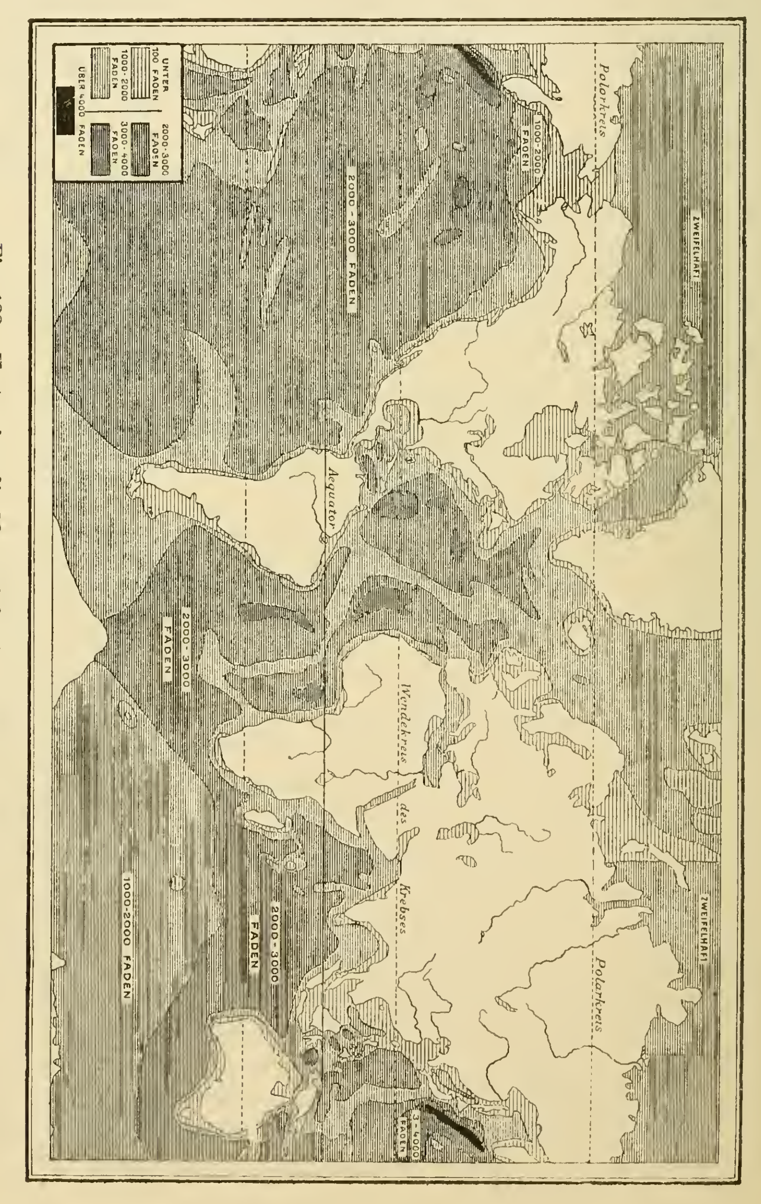


Fig. 122. Karte über die Meerestiefen in englischen Faden à 1,8 m.

In diesem Gebiete leben auch die meisten kalkausscheidenden Tiere (Mollusken) und Algen von höheren Klassen. Sie scheiden ausser Kalk auch etwas Magnesia und Eisen aus und nach ihrem Tode werden die organischen Bestandteile von den mineralischen Kalkausscheidungen weggewaschen. Diese letzteren werden von ausgeschlemmtem Sediment ein-

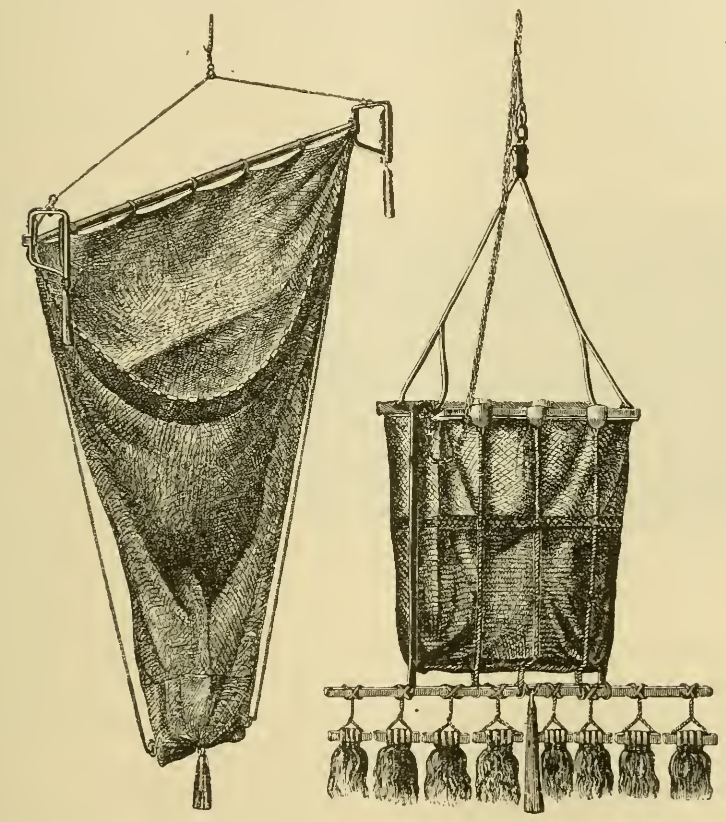


Fig. 123. Schleppnetze oder Dredschen zur Untersuchung des Meeresbodens.

gebettet und bilden nachher, wenn das Sediment gehärtet wird, die in sedimentären Ablagerungen gewöhnlichen Versteinerungen.

In der Nähe der Küste werden auch grösstenteils die von den Flüssen und der Meeresbrandung hinaustransportierten Massen abgeschieden, welche einen Thon bilden. Dieser ist in der Nähe von Küsten, die aus älteren Sedimentsteinen oder krystallinischen Schiefern bestehen, von einer grünen oder blauen Farbe. Diese Thone finden sich besonders in abgeschlossenen Meeresbecken, wie in den Banda-, Celebes- und China-

Seen. Der grüne Thon geht nicht gern tiefer als 1300 m, der blaue aber bis zu 5000 m, ausnahmsweise (bei St. Thomas) zu einer der tiefsten Stellen des Atlanten (7086 m).

Längs der Ostküste von Südamerika ist die Farbe des Thones rot, infolge von ockerhaltigen Massen, welche von den Flüssen in grosser Menge hinausbefördert werden. Er geht hier bis 3800 m Tiefe.

In der Nähe von vulkanischen Küsten nimmt der Schlamm eine graue Farbe an, während der entsprechende Sand schwarz oder dunkelgrau sein kann. Wo die Lavaergüsse augithaltig sind (Sandwich-Inseln und Kanaren), findet man Braunsteinknollen in dem Küstenthon. Dieser graue Thon ist bis zu Tiefen von 5250 m angetroffen worden.



Fig. 124. Globigerinenschlamm vom Boden des Ozeans.

In grossen Tiefen (unter 400 m) verschwinden die höheren Organismen zum allergrössten Teil und werden durch Foraminiferen ersetzt. Von diesen beherrschen Globigerina- und Orbulinaarten die Tiefen von 450 bis 3500 m, während in noch grösseren Tiefen der Schlamm hauptsächlich durch Radiolarien charakterisiert ist. Die Globigerinen und Orbulinen sondern Kalkschalen aus, welche nach dem Tode des Tieres zu Boden fallen und den bläulich-grauen Globigerinenschlamm bilden (Fig. 124). Die Kalkschalen werden bei ihrem Heruntersinken teilweise gelöst, sodass sie gewöhnlich ein angefressenes Aussehen besitzen.

Die Globigerinen und verwandten Foraminiferen leben nicht in der Tiefe, sondern in den höchsten Meeresschichten, wo sie einen bedeutenden Teil des „Planktons" ausmachen. Sie halten sich mit Hilfe von winzigen Kalknädelchen, die von ihrer Kalkschale radiell ausstrahlen, im Wasser schwebend (vgl. Fig. 125). Diese Nädelchen fallen nach dem Tode des Foraminiferen ab, wonach sein Kalkhäuschen langsam zum Boden hinuntersinkt. Da solche Foraminiferen auch über den grössten Meerestiefen leben, könnte man erwarten, dass auch in diesen Globigerinenschlamm angehäuft wäre. Da aber dies nicht der Fall ist, schliesst man, dass die Kalkreste beim Heruntersinken in die tiefsten Schichten von der Kohlensäure des Wassers aufgelöst werden.

Im Globigerinenschlamm trifft man auch Massen von Kalkalgenresten, die Rhabdolithen und Kokkolithen genannt werden. Ausserdem gehen darin Nadeln von den Kieselsäureskeletten der Kieselschwämme als charakteristischer Bestandteil ein.

Ähnliche Ablagerungen haben in vergangenen geologischen Zeiten eine sehr grosse Rolle gespielt. So z. B. ist der sehr verbreitete Nummulitenkalk der Tertiärzeit aus Foraminiferenschalen aufgebaut.

An der Grenze der Litoralzone und der Globigerinenzone bildet sich eine charakteristische Ablagerung von Glaukonitsand. Glaukonit ist ein Silikat, welches nur als Ausfüllungsmasse von Foraminiferenschalen vorkommt. Zu seiner Bildung sind demnach die in den Foraminiferen enthaltenen organischen Bestandteile nötig. Solcher Glaukonitsand kommt in den Ablagerungen aller geologischen Epochen vor, von den ältesten fossilführenden an bis zu den jüngsten.

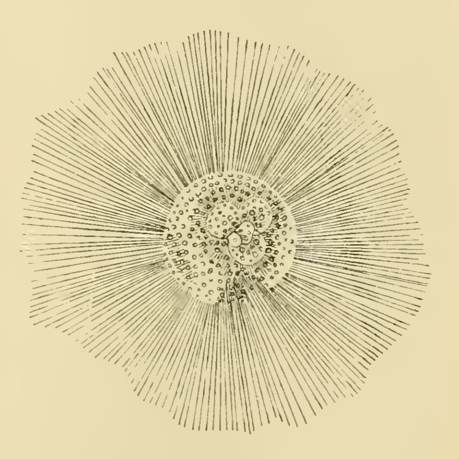


Fig. 125. Orbulina mit Kalknadeln; nach Bütschli.

Die Radiolarien scheiden nicht Kalk, sondern Kieselsäure aus. Dasselbe ist der Fall mit den Diatomaceen, Algen, welche Kieselpanzer nach dem Tode zurücklassen. In einigen Meeresströmen sind die Diatomaceen so stark vertreten, dass sie dem Meerwasser eine charakteristische Färbung erteilen. Durch Diatomaceen grün gefärbte Wasserflächen kommen besonders im ostgrönländischen Meere vor. Der von Diatomaceenschalen gebildete Diatomaceenschlamm ist am stärksten am Boden der südlichen Meere, besonders zwischen 53⁰ und 63⁰ s. Br., entwickelt. Die Tiefe ist da 2300—3600 m.

In den tieferen Teilen des Oceans herrscht ein rötlicher Thon, dessen Farbe bisweilen in Grau oder Braun übergeht. In diesen Tiefen wird kein Kalk abgesetzt, sondern nur schwere lösliche Substanzen in den Tierschalen halten die langsame Sedimentation durch das kalkauflösende Wasser aus. In diesem Sediment sind vulkanische Produkte wie Bimsstein eingebettet, welcher von der Meeresoberfläche hinuntergesunken ist. Ausserdem finden sich darin nicht selten kosmischer Staub und

Fragmente von Meteoriten. Diese werden oft durch den Gehalt von Schreibersit charakterisiert, ein Mineral, dass nur in Meteoriten gefunden worden ist. Sehr gewöhnlich sind darin Braunsteinknollen und Körner von Mineralien vulkanischer Natur, wie Quarzkörner, Glimmerblätter, Hornblendeschuppen, welche andeuten, dass unterseeische Vulkanausbrüche eine grosse Rolle spielen. Wahrscheinlicherweise sind diese Ausbrüche die Quelle der grossen Mengen Kohlensäure, welche bisweilen im Meerwasser angetroffen werden.

In einigen Meerestiefen, besonders in den äquatorialen Teilen des Grossen Oceans, überwiegen die Kieselskelette der Radiolarien so stark, dass man den Bodenabsatz daselbst als Radiolarienschlick bezeichnet. Unter organischen Überresten, welche diese Ablagerungen kennzeichnen, mögen die Haifischzähne und die Ohrknochen von Walen hervorgehoben werden. Sie kommen massenweise vor und sind die einzigen Überreste von den Leichen der entsprechenden Tiere, welche in den höchsten Teilen des Meeres lebten und deren Überbleibsel zum Boden des Oceans heruntersanken. Nicht nur die Weichteile, sondern auch alle Skelettenteile dieser Körper sind aufgelöst worden bis auf die aller widerstandsfähigsten Stücke. Man kann sich sehr wohl vorstellen, welche ungeheuren Zeiten verflossen sein müssen, bis Massen von Haifischzähnen angesammelt werden konnten. In dieser Vorstellung wird man noch mehr durch den Umstand befestigt, dass unter den Haizähnen auch solche von jetzt ausgestorbenen Gattungen, z. B. dem in Tertiärablagerungen vorkommenden Carcharodon, sich befinden.

Auch giebt es ja viele, welche die Ansicht hegen, dass diese Abgründe des Meeres, so lange Organismen auf der Erde lebten, von Wasser bedeckt waren und dass sie, allen Hebungen trotzend, immer dem Meere angehören werden, so lange ein Meer noch auf der Erde existiert. Die Teile der Erdkruste, welche von den tiefen Meeren bedeckt werden, sind wahrscheinlich dicker und fester als die Kontinentalmassen — darauf deuten auch die Pendelmessungen — sie haben eine durch ungeheure Zeiträume kaum veränderliche Temperatur und erhalten deshalb keine Risse, deshalb fallen sie nicht der Faltung anheim, welche sich auf die Landmassen und naheliegenden Meeresteile beschränkt.

Das Gebiet des Tiefseethons und dasjenige des Globigerinenschlammes decken ungefähr gleichgrosse Flächen des Meeresbodens, deren jede etwa ein Viertel der Erdoberfläche einnimmt. Der Tiefseethon überwiegt etwas. Seine grösste Ausbreitung ist im Grossen Ocean, danach im Indischen und etwas im Atlantischen Ocean. Die Litoralzone nimmt

eine bedeutend geringere Fläche ein, welche jedoch für die Menschheit von grösster Bedeutung ist, da in derselben der grosse Fischfang betrieben wird. Die grössten Theile davon liegen, wie die Tiefenkarte zeigt, in der Nähe der östlichen und südlichen Küste von Asien, in der Nord- und Ostsee, an der Mittelmeerküste, besonders im Adriatischen Meer, im Schwarzen und Kaspischen Meer an der Nordküste Europas, an den Küsten Australiens, Nord- und besonders Südamerikas.

Die kalkabsondernden Organismen des Meeres nehmen alle an Häufigkeit stark ab, sobald man sich den kälteren Teilen des Oceans nähert. Sie kommen deshalb in den arktischen und antarktischen Wässern und ihren Umgebungen sehr spärlich vor, sind dagegen in den tropischen und subtropischen Wässern am häufigsten. Noch mehr ist dies mit den riffenbildenden Korallen der Fall, welche nicht tiefer als 30 m unter der Meeresoberfläche leben können und keine niedere Temperatur als 20° C. aushalten. Sie kommen deshalb in einem Gürtel rund um die Mitte der Erde vor. Dass sie in früheren geologischen Epochen in allen Weltmeeren verteilt waren, giebt einen der besten Beweise für eine bedeutend höhere Temperatur dieser Zeiten über die jetzige. Der Korallensand bildet einen beträchtlichen Teil des Seebodens in der Nähe von Korallenriffen. Besonders sind das Karaibische Meer, die Umgebung der Inseln des Grossen Oceans, sowie die Strecken nördlich von Madagaskar, Australien und Neuguinea dadurch charakterisiert.

Die Zusammensetzung des Meerwassers. Da kein Körper in Wasser absolut unlöslich ist, so ist es natürlich zu vermuten, dass das Meerwasser durch die Flüsse alle möglichen Erdbestandteile zugeführt erhält. Die Grundstoffe, welche in nennenswerter Menge im Meerwasser vorkommen, sind ausser den Bestandteilen des Wassers (Wasserstoff und Sauerstoff), Chlor, Natrium, Schwefel (in Sulfaten), Kohlenstoff (in Karbonaten), Magnesium, Calcium, Kalium und etwas Brom. Etwa zwanzig andere Grundstoffe sind im Meerwasser nachgewiesen, darunter die Edelmetalle Silber und Gold, die seltenen Alkalimetalle Cäsium und Rubidium, aber in kaum nachweisbarer Menge.

In einer metrischen Tonne Meerwasser sollen 19 mg Silber und 6 mg Gold gelöst sein. Der Totalgehalt des Meerwassers an Gold beträgt 8 Milliarden Tonnen, etwa so viel, dass auf jeden Erdbewohner 5000 kg bei einer Verteilung käme.

Die relative Menge der verschiedenen gelösten Körper im Meerwasser ist sehr wenig veränderlich und der mittlere Salzgehalt im offenen Meere ebenso, er beträgt etwa 34,3 per Mille.

Nach Dittmar ist die Zusammensetzung des Meerwassers in folgender Tabelle wiedergegeben. Daselbst steht erst der Prozentgehalt angegeben (vom totalen Salzgehalt), danach kommt eine Angabe über die totale Menge des betreffenden Körpers im Meere (in Billionen Tonnen). Zum Vergleich ist danach eine Tabelle gegeben, welche nach Mellard Reades Schätzung die mittlere Zusammensetzung der zum Meere strömenden Flusswässer, und die totale Menge von zugeführten gelösten Körpern in Millionen Tonnen pro Jahr, angiebt:

Salz im Meerwasser	Prozent	Totalgehalt in 10^{12} Tonnen
Chlornatrium $NaCl$	77,758	35990
Chlormagnesium $MgCl_2$ . .	10,878	5034
Magnesiumsulfat $MgSO_4$ . .	4,737	2192
Calciumsulfat $CaSO_4$ . . .	3,600	1666
Kaliumsulfat K_2SO_4 . . .	2,465	1141
Calciumkarbonat $CaCO_3$ . .	0,345	160
Brommagnesium $MgBr_2$ . .	0,217	100
	100,000	46283

Salz im Flusswasser	Prozent (approx.)	Menge pro Jahr in 10^6 Tonnen
Calciumkarbonat	50	2700
Calciumsulfat	20	1080
Magnesiumkarbonat	4	216
Magnesiumsulfat	4	216
Chlornatrium	4	216
Sulfate und Karbonate der Alkalimetalle . . .	6	324
Kieselsäure	7	378
Andere Körper	5	270
	100	5400

Natürlicherweise sind die verschiedenen Bestandteile des Meerwassers nicht in der angegebenen Weise verbunden, wonach z. B. kein Chlorkalium und kein Natriumsulphat im Meerwasser vorkommen würde. Die angegebene Tabelle soll nur bedeuten, dass, wenn man die angeführten Salze in den angegebenen Verhältnissen in richtiger Totalmenge in Wasser auflöst, so entsteht eine Lösung, welche der Zusammensetzung des Meerwassers entspricht. Mit Hilfe der Berechnungsweisen der physikalischen Chemie kann man dann für jedes mögliche Salz, wie Chlorkalium etc., berechnen, zu welchem Grade es in der Lösung existiert.

Dies bietet aber kein besonderes physikalisches Interesse. Eine ähnliche Bemerkung lässt sich über die Zusammensetzung des Flusswassers machen.

Da nun alles Salz im Meerwasser durch die Flüsse zugeführt ist, so ersieht man aus den vorhin gegebenen Tabellen, dass es 166 Millionen Jahre in Anspruch nehmen würde, alles im Meerwasser befindliche Chlornatrium zum Meere zu führen. Wir erhalten in dieser Weise eine Bestätigung der kolossalen Ausdehnung der geologischen Zeiten, welche vorhin berechnet wurde (S. 287).

Ganz anders verhält sich das Calciumkarbonat. Schon eine halbe Million von Jahren würde genügen, um die jetzt im Meerwasser befindliche Menge des Calciumkarbonates durch die Flüsse zuzuführen. Die kolossalen Mengen von Calciumkarbonat, welche in geologischen Zeiträumen zum Meere hinuntergeführt wurden, sind zum unvergleichlich grössten Teil zum Meeresboden von Organismen geführt worden und bilden zum Teil die grossartigen sedimentären Kalksteinablagerungen der Erdkruste.

Die Löslichkeit des Calciumkarbonates im Meerwasser hängt zum grossen Teil davon ab, dass im Meerwasser freie Kohlensäure vorkommt, welche zur Bildung von Bikarbonat Anlass giebt. Ausser der Kohlensäure sind die anderen Gase der Atmosphäre im Meer gelöst. Sauerstoff und Stickstoff kommen an der Meeresoberfläche im Verhältnis 1:2 vor, gegen 1:4 in der Atmosphäre. Auch der Prozentgehalt der im Meerwasser gelösten atmosphärischen Gase an Argon ist bedeutend grösser als derjenige der Luft. Der Sauerstoff ist insofern von Bedeutung, als er zur Unterhaltung des Lebens der Tiere nötig ist. Der Umstand, dass tierisches Leben, obgleich in ziemlich geringer Menge, auch in den grössten Meerestiefen vorkommt, beweist, dass daselbst auch Sauerstoff, wenn auch in geringerer Menge als an der Oberfläche, vorhanden ist. Dieses kann kaum in anderer Weise dahin gelangen, als durch die Meeresströmungen. Denn in den grossen Tiefen giebt es wegen des Lichtmangels keine (chlorophyll-führenden) Pflanzen, welche Kohlensäure ein- und Sauerstoff ausatmen. Die Meeresströmungen führen also Sauerstoff von der Oberfläche (in arktischen Gebieten) mit sich zu den tieferen Punkten und der Umsatz muss ziemlich beträchtlich sein, da der Sauerstoff immer wieder von den Tieren verbraucht wird. Als Nahrung dieser dienen die organisierten Reste von abgestorbenen Lebewesen, welche aus höheren Schichten heruntersinken.

Der Sauerstoffgehalt des Wassers steigt mit sinkender Temperatur

sowohl absolut als auch relativ zum absorbierten Stickstoff. Bei Tromsö (70° n. Br.) ist das Verhältniss Sauerstoff : Stickstoff 35 : 65, zwischen 70° und 80° n. Br. sogar 35,6 : 64,4, während im Passatgebiet das Verhältnis 33 : 67 beträgt.

Dieses Verhältnis ändert sich auch mit der Tiefe. In den polaren Meeren ist diese Änderung relativ unbedeutend. In niedrigeren Breiten findet ein anderes Verhalten statt. Buchanan fand für die äquatorialen Calmen des Atlanten folgenden Sauerstoffgehalt:

Tiefe	Gehalt
0 m	33,7 Proz.
370	23,4
550	11,4
800	15,5
1600	22,6
unter 2000	23,4

Die grosse Abnahme bis zu 600 m hängt von dem reichen Tierleben in diesen Schichten ab. Im südlichen Eismeer ist die Sauerstoffvariation mit der Tiefe ungefähr so gross wie im nördlichen.

Was die absolute Menge der Luftgase im Wasser betrifft, so ist der Stickstoffgehalt sehr nahe so gross, wie der Stickstoffgehalt eines Wassers von gleichem Salzgehalt und derselben Temperatur, welches mit Stickstoff von 1 Atmosphäre Druck gesättigt ist. Nach Tornöes Messungen enthält 1 Liter Meerwasser (von mittlerem Salzgehalt) N cm³ Stickstoff bei der Temperatur t^0 C., welche durch folgende Formel verbunden sind:

$$N = 14.4 - 0{,}23\ t.$$

Was die Kohlensäure im Meerwasser betrifft, fand Tornöe (für das Nordpolarmeer) pro Liter 53 mg in Form von Karbonat und 43 in Form von Bikarbonat gebunden. Betreffs dieser Zahlen, welche auch für andere Meere giltig sein dürften, ist dieselbe Berechnung wie oben betreffs des ganzen Salzgehaltes zu machen (vgl. S. 360), indem immer ein Teil der Kohlensäure frei ist.

Das schwarze Meer enthält, wenn man von den Oberflächenschichten absieht, nicht unbedeutende Mengen von Schwefelwasserstoff, welcher durch Reduktion der Sulfate vermittelst niederer Organismen entstanden ist.

Die Verteilung der Salze im Meere. Man hat schon lange bemerkt, dass die relativen Mengen der verschiedenen Salze in den ver-

schiedenen Meeren in einem nahezu konstanten Verhältnis zueinander stehen. Dies hängt natürlicherweise von dem Umstande ab, dass starke Strömungen, wie wir unten sehen werden, zwischen den verschiedenen Teilen des Weltmeeres die eventuellen Differenzen ausgleichen. So z. B. beträgt die Menge des Chlors zwischen 55,21 und 55,34 Proz. der ganzen Salzmenge, eine ganz unbedeutende Schwankung. Man kann folglich, wenn nicht eine extreme Genauigkeit nötig ist, den Salzgehalt des Wassers, wie Pettersson vorgeschlagen hat, mit Hilfe einer äusserst schnell ausgeführten Chlortitration ermitteln.

Ebenso kann eine einzige spezifische Gewichtsbestimmung dazu genügen, um den Salzgehalt eines Meereswassers zu charakterisieren. Man nimmt dabei als spezifisches Gewicht das Verhältnis der Gewichte gleicher Volumina Meereswassers und destillierten Wassers bei Zimmertemperatur (17,5°). Wenn s das so bestimmte spezifische Gewicht und p den Prozentgehalt an Salz bedeuten, besteht die Relation:

$$p = 131{,}5\,(s - 1) \text{ oder } s = 1 + 0{,}0076\,p.$$

Diese Formel ergiebt beispielsweise für das spezifische Gewicht $s = 1{,}025 : p = 3{,}28$ Proz. für $s = 1{,}029 : p = 3{,}8$ Proz.

Eine allgemeinere Formel lautet:

$$s = 1{,}0267 + 0{,}0076\,(p - 3{,}5) - \left\{0{,}000154\,(t - 17{,}5) + 0{,}00000674 \cdot (t - 17{,}5)^2\right\},$$

wo t die Temperatur in Celsiusgraden angiebt.

Man hat auf diese Weise den Salzgehalt der verschiedensten Meeresteile untersucht. Die wichtigsten Ergebnisse dieser Untersuchung sind betreffs der Meeresoberfläche die folgenden:

Der mittlere Salzgehalt des Weltmeeres ist 3,43 Prozent. Der Salzgehalt nimmt zu, wenn man sich von der Küste entfernt. Er nimmt auch von den polaren Gegenden im allgemeinen gegen die Passatregionen hin zu, erreicht da ein Maximum, von wo er zur äquatorialen Calmenregion abnimmt. Die Karte Fig. 126 zeigt nach Challengers Aufnahme die Verteilung des Salzgehaltes in den verschiedenen Meeren. Der Atlantische Ocean zeigt einen geringen Salzgehalt (32—33 ‰) längs der norwegischen und der nordamerikanischen Küste (wo der Polarstrom läuft), ebenso wie in der Nähe der Südspitze von Südamerika. Etwas weiter hinaus streckt sich das Wasser mit einem Salzgehalt zwischen 33 und 34 ‰, welches nur im südlichen Teil eine grössere Ausbreitung gegen niedrigere Breiten hin besitzt. Das Wasser von

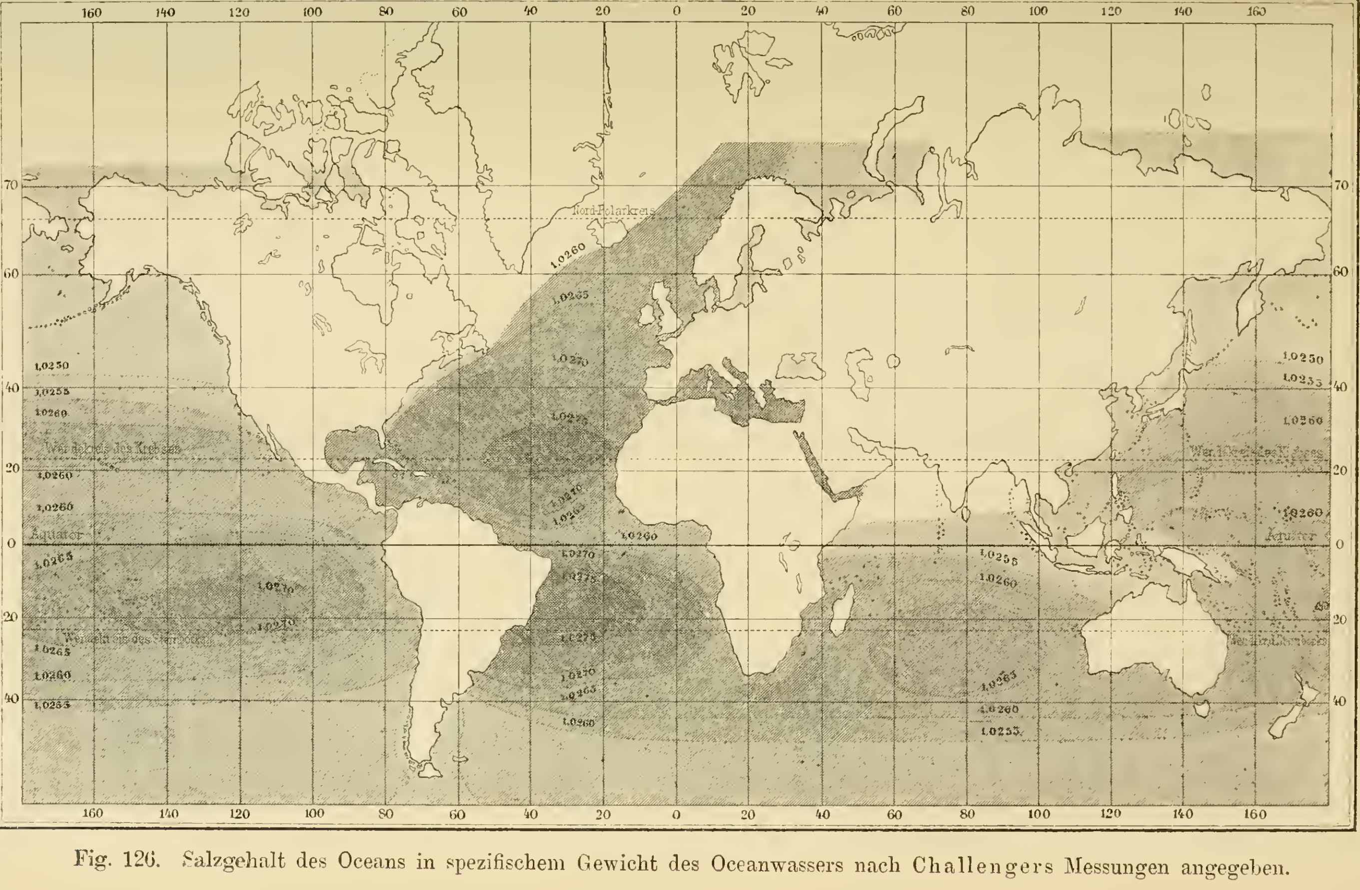


Fig. 126. Salzgehalt des Oceans in spezifischem Gewicht des Oceanwassers nach Challengers Messungen angegeben.

34—35 ‰ füllt die Nordsee und eine breite Zone parallel der nordamerikanischen Ostküste (speziell bis zu Neufundland). Eine ähnliche Zone um 40° s. Br. ist auch von diesem Wasser aufgenommen, ebenso wie eine grosse Strecke ausserhalb der Kongoküste.

Den Hauptteil des Nordatlanten (bis zum 40. Breitegrad) nimmt das Wasser von 35—36 ‰ ein. Im Südatlanten wird es durch einen grossen Bogen um den östlichen Teil Südamerikas vom Wasser von mehr als 36 ‰ getrennt, welches den übrigen Teil des Atlanten einnimmt mit Ausnahme zweier Maxima, eines an der brasilianischen Küste, das andere im sogenannten Sargassomeer, welche über 37 ‰ halten. Dies ist die salzreichste Stelle an der Oberfläche des Oceans, wie die nach Challengers Reiserapport gezeichnete Karte zeigt.

Der Salzgehalt der Nordsee wird durch folgende Messungen der „Pommerania" (1872) charakterisiert.

Teil der Nordsee	Spez. Gew. bei 17,5°		Salzgehalt in Proz.	
	Oberfläche	Boden	Oberfläche	Boden
Nördliche Nordsee	1,0263	1,0268	3,45	3,51
Norwegische Küstenfjorde . .	1,0198	1,0267	2,59	3,50
Südwestliche Nordsee . . .	1,0257	1,0258	3,37	3,38
Skagerrak	1,0227	1,0270	2,97	3,54
Kattegat, Belte, Westl. Ostsee	1,0164	1,0223	2,15	2,92

Der Salzgehalt ist grösser im nördlichen als im südlichen Teil, ebenso grösser im westlichen als im östlichen, was von den grossen Flüssen, die im südöstlichen Teil einmünden, abhängt. In der längs der norwegischen Küste verlaufenden tiefen „norwegischen Rinne" wechselt der Salzgehalt sehr mit der Tiefe. Er ist an der Oberfläche 2,80 Proz., in 40 m Tiefe 3,44 Proz., in 100 m Tiefe 3,55 Proz. Diese Ziffern gelten für die Strecke Mandal—Korsfjord (südlich von Bergen), d. h. für die Südwestküste Norwegens. Dieser Umstand zeigt, dass über dem eigentlichen in der Tiefe befindlichen Nordseewasser eine salzarme Strömung hinläuft, die das Wasser der Ostsee abführt.

In der Ostsee wird das Wasser um so salzarmer, je weiter man sich von seinem Auslauf in die Nordsee entfernt. Der Salzgehalt steigt wegen des in der Tiefe einströmenden Nordseewassers und an der Oberfläche abfliessenden Ostseewassers immer mit der Tiefe, besonders in dem westlichen Teil (westlich von der Linie Darsserort-Falster). So ist noch im Öresund bei Helsingför der Salzgehalt an der Oberfläche nur 0,925 Proz., in 36 m Tiefe 3,35 Proz. Im grossen Belt war der

Salzgehalt des Oberflächenwassers (Sommer 1871) 1 Proz. bis zu etwa 17 m Tiefe, in 20 m Tiefe traf man den salzreichen Nordseestrom, der am Boden 3,026 Proz. hielt. Weiter nach Osten nimmt der Salzgehalt ab, von Sonderburg an (Oberfläche 1,97 Proz., 18 m Tiefe 2,12 Proz.) bis Hela (Oberfläche 0,75 Proz., 22 m Tiefe 0,76 Proz). Der Salzgehalt an der Oberfläche beträgt über 0,8 Proz. bis zu einer Linie zwischen dem südlichsten Punkt von Seeland nach dem nördlichsten Punkt von Mecklenburg, über 0,7 Proz. bis zu einer Linie quer über Öland und Gotland bis zur nordwestlichen Ecke von Estland, über 0,6 Proz. bis zur Linie Stockholm-Åbo. Von da sinkt er allmählich bis zu 0,5 Proz. (Sundswall-Wasa) und dann sehr schnell bis zu 0,1 Proz. bei Haparanda. Im Finnischen Meerbusen ist der Salzgehalt 0,35 Proz. bei Nervö (28^0 w. L. v. Gr.) und 0,1 Proz. bei Kronstadt. Im Rigaerbusen steigt er zu 0,57—0,58 Proz.

Im westlichen Teil der Ostsee ändert sich der Salzgehalt mit den Jahreszeiten, er ist geringer im Frühling und Sommer, und ist auch in verschiedenen Jahren nicht gleich. Auch die Windverhältnisse beeinflussen den Salzgehalt.

Wegen der starken Abdampfung des Wassers weisen das Mittelmeer und noch mehr das rote Meer sehr hohe Salzgehalte (37—39 $^0/_{00}$ bezw. 40—41 $^0/_{00}$) auf. Sehr eigentümlich und lehrreich ist das Verhalten des Kaspischen Meeres. An der Wolgamündung ist der Salzgehalt natürlicherweise sehr gering, nämlich 1,5 $^0/_{00}$, erreicht bei der Halbinsel Apscheron (wo die Petroleumquellen liegen) 13,2 und in der Kaidakbay 56,3 $^0/_{00}$. In der grossen, gegen die asiatische Seite liegenden Bucht Karabugas steigt der Salzgehalt bis auf 285 $^0/_{00}$. Durch die ausserordentlich starke Abdunstung konzentriert sich da die Salzlösung so, dass sich Salze ausscheiden. Ein stetiger Strom führt neue Wassermengen zum Ersatz der verdunsteten zu dieser natürlichen Salzpfanne. Ungefähr in derselben Weise verhält sich das tote Meer. Man hat hier grossartige Beispiele, wie die in den geologischen Ablagerungen sehr gewöhnlichen und wertvollen Salzablagerungen zustande gekommen sind.

Betreffs des Salzgehaltes in verschiedenen Tiefen sind auch sehr zahlreiche Messungen gemacht worden. Derselbe hängt ebenso wie derjenige der Meeresoberfläche zum grössten Teil von Strömungen ab. In Seen, wo viel Flusswasser zur Oberfläche geführt wird, wie in der Ostsee und Nordsee, nimmt der Salzgehalt mit der Tiefe zu, in Meeren wo die Abdunstung stark die Wasserzufuhr überwiegt, findet das Gegenteil statt (z. B. im Mittelmeer). Durch die von der Sonnenstrahlung hervor-

gerufene hohe Temperatur der Oberfläche können salzhaltigere Schichten auf salzärmeren schwimmen. In Wässern von geringerer Ausdehnung und nahe den Küsten kann der Salzgehalt zufolge der jährlichen Veränderung der Abdunstung und der Wasserzufuhr durch Flüsse jährliche Schwankungen erleiden, z. B. an den Küsten der Nordsee. Diese Schwankungen sind für die Wanderungen der Fische, speziell des Herings, welcher einem Wasser von 32—33 ‰ folgt, maassgebend und besitzen deshalb eine sehr grosse ökonomische Bedeutung.

Die Temperatur des Meeres. Diese Temperatur ist im höchsten Grade von den Meeresströmungen abhängig. Die Temperatur der Oberfläche zeigt eine jährliche Veränderung, wie die Erdoberfläche. Diese Temperaturvariation dringt wegen den Strömungen des Meereswassers bis zu einer Tiefe von etwa 300 m ein, während sie in dem Erdboden nur bis zu etwa 10 m Tiefe sich geltend machen. Sie ist sehr gering am Äquator (etwa 1° C.), nimmt bis auf ein Maximum (15° C.) in einer Breite von etwa 35° zu und nimmt danach langsam gegen die Pole hin ab. Nahe an der Küste können die Temperaturvariationen noch grösser werden, so in Kattegat 20° C. Im Nordatlanten zeigt die östliche Küstenzone wegen des Vorherrschens des Golfstroms eine viel höhere Temperatur als die westliche Küstenzone, wo der Polarstrom nach Süden geht (Fig. 127). Etwas weiter hinaus sind die Verhältnisse umgekehrt, sodass die Westseite bis zu 1000 m Tiefe die wärmere ist. In grösseren Tiefen kehrt sich das Verhältnis wieder um.

Die mittlere Temperatur der Meeresoberfläche ist aus der Isothermenkarte Fig. 128 ersichtlich. Für den Atlantischen Ocean sind die Temperaturverhältnisse in etwas grösserer Skala in Fig. 127 dargestellt.

Die Temperatur nimmt allmählich gegen grössere Tiefen ab, sodass sie am Boden der tropischen Meere etwa + 2° C. und am Boden der polaren Meere — 2° beträgt. Die Abnahme von der Oberfläche hinab geschieht mit zunehmender Tiefe immer langsamer, wie die nebengezeichneten Diagramme (Fig. 129—131) erweisen. Die niedrige Temperatur des Bodenwassers hängt von Strömungen kalten Polarwassers ab, wie man leicht am Verhalten des Mittelmeeres (Fig. 129) sehen kann, wo die Temperatur nicht unter 11° C. sinkt.

Dieses Verhalten des Mittelmeeres ist für tiefere Binnenmeere (wie das Rote Meer, das Ochotskische Meer u. s. w.) charakteristisch, welche durch hohe Schwellen vom angrenzenden Ocean getrennt sind. Die mittlere Temperatur, welche in unter diesen Schwellen liegenden Schichten herrscht, ist gleich der niedrigsten Temperatur, welche die Ober-

fläche desselben Meeres im Winter annimmt. Dieses schwerste Wasser sinkt dann herunter und bildet das Bodenwasser. Infolge der gleichmässigen

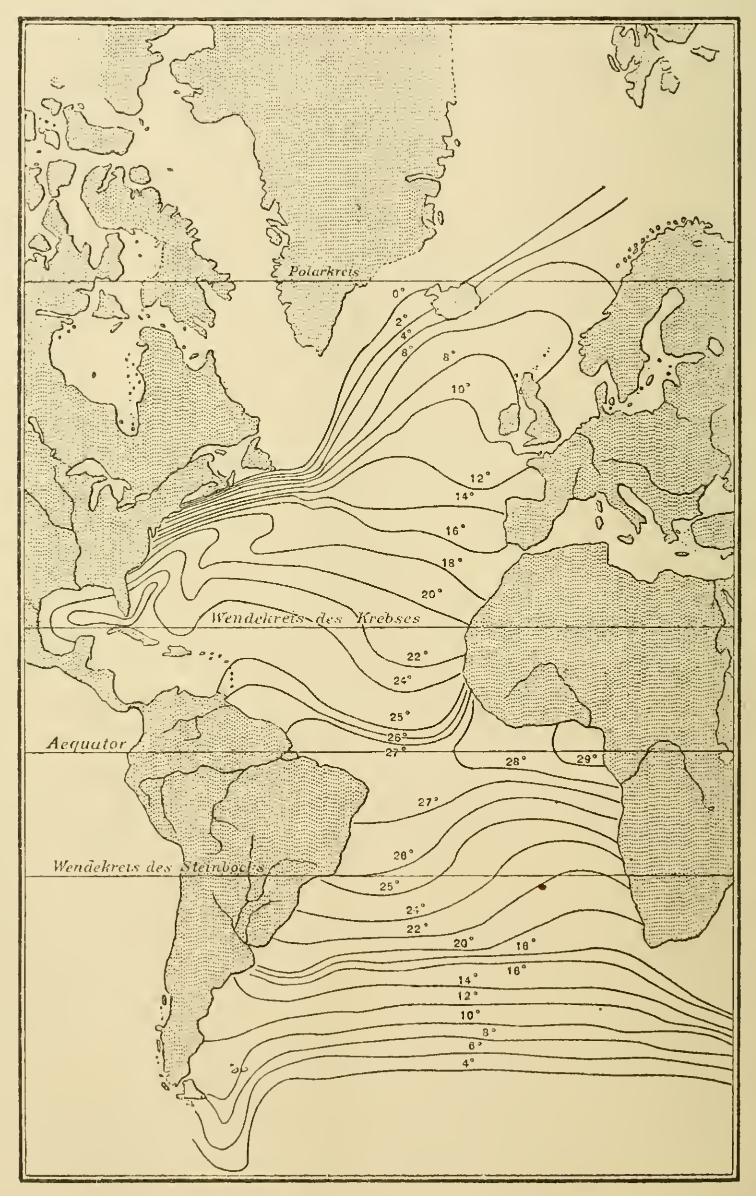


Fig. 127. Temperatur der Oberfläche des Atlantischen Oceans im Monat März nach Krümmel.

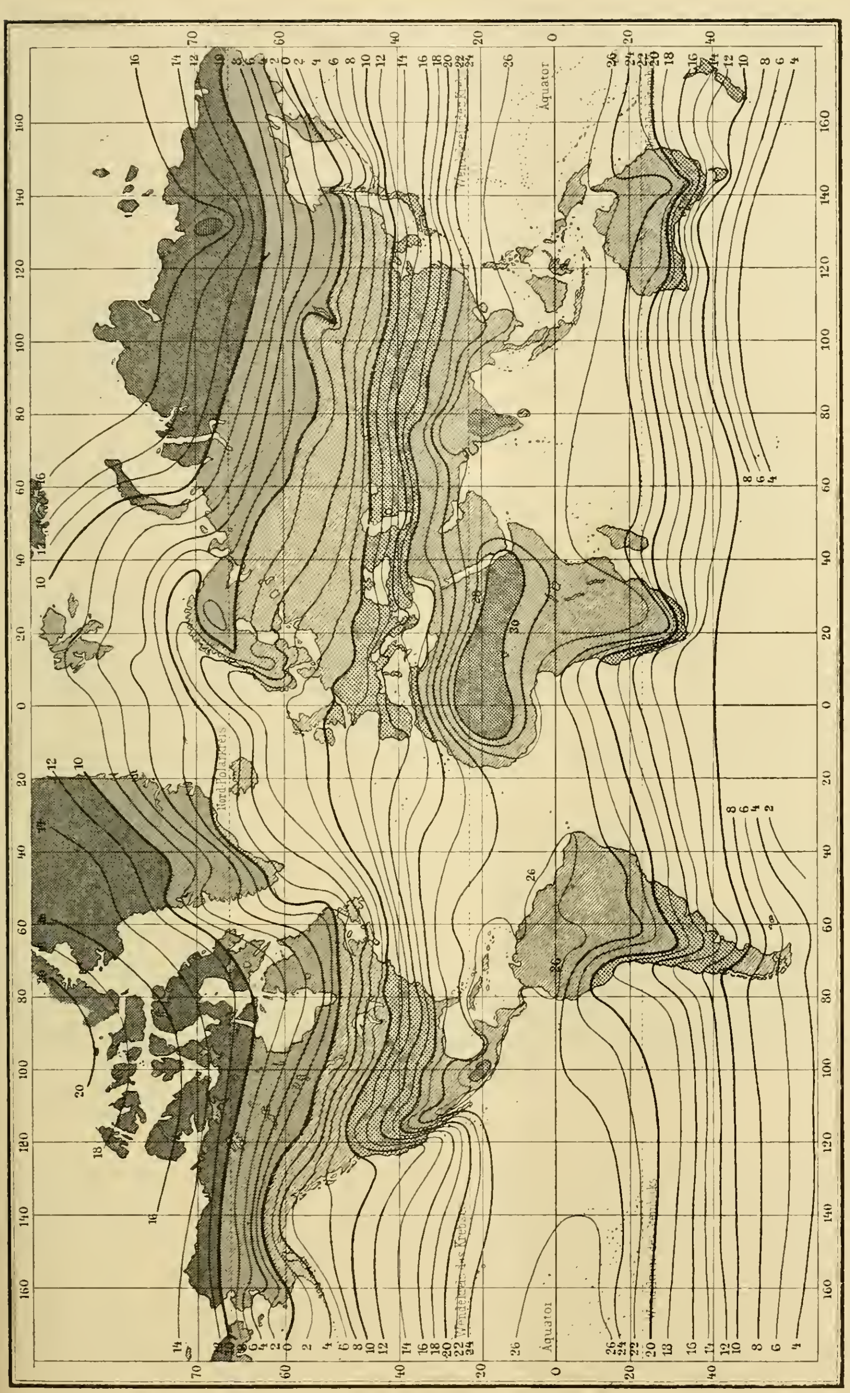


Fig. 128. Jahresisothermen.

Temperatur in diesen tieferen Schichten findet daselbst kein Umsatz von Wasser in nennenswertem Grade statt. Kein Sauerstoff wird zu diesen Schichten geführt, die deshalb des Tierlebens — die Pflanzen gehen überhaupt nie so tief — nahezu entblösst sind. Da das Mittelmeer zuerst näher untersucht wurde, glaubte man anfangs, dass ein ähnliches Verhalten für alle tiefen Meere charakteristisch sein würde. Die Untersuchungen in nordischen Meeren (von Sars und Torell) bahnten einer richtigeren Anschauung den Weg. Ohne Zweifel würde der Ocean sich auch so verhalten, falls nicht ein steter Unterstrom von mit Luft wegen der niederen Temperatur stark beladenem Wasser reichliche Mengen von Sauerstoff zur Atmung der Tiere in tieferen Schichten mitbrächte.

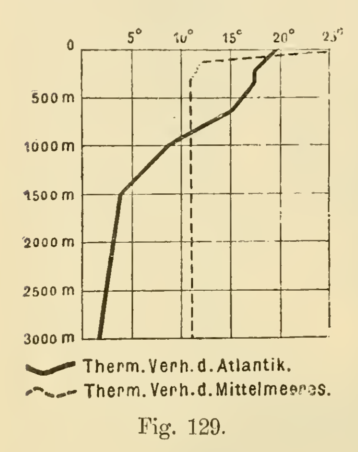


Fig. 129.

In dem westlichen Teil des Stillen Oceans und dem ostindischen Archipel ist die gleichförmige Temperatur der niedrigsten Schichten nicht durch die tiefste Wintertemperatur der Oberfläche, sondern durch die Temperatur an der tiefsten Stelle der Schwelle gegen den Ocean bestimmt. Dies muss natürlich eintreffen,

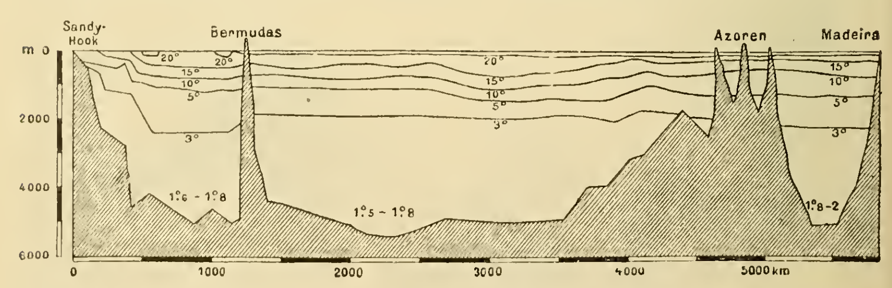


Fig. 130. Temperatur der verschiedenen Meerestiefen zwischen Sandy-Hook und Madeira.

sobald diese Temperatur niedriger als jene ist (bei tief liegender Schwelle und kleinen jährlichen Temperaturvariationen). Für das Mittelmeer fallen die beiden Temperaturen nahe zusammen; die Schwellentiefe bei Gibraltar ist 950 m.

Die Diagramme Figg. 129—131 stellen einige dieser charakteristischen Verhältnisse dar. Fig. 129 ist eine Darstellung der Temperatur

in einem Ocean (Atlantischen) und einem Binnenmeer (Mittelmeer) unweit des verbindenden Sundes (bei Gibraltar). Fig. 130 zeigt die Temperatur im Atlantischen Meer auf der Linie Sandy-Hook-Madeira, woraus es hervorgeht, wie ausserordentlich dicht die Isothermen nach oben gelagert sind, d. h. wie dünn die warme Oberfläche des Oceans ist. Dies ist im grossen Ocean noch auffallender (nahe dem Äquator). Fig. 131 endlich zeigt (nach Wilds Bearbeitung der Challenger-Messungen) die komplizierten Verhältnisse in und um die Meeresströmungen. Die äusserste Kurve entspricht 36° n. Br. und 70° w. L., die mittlere 36° 23′ n. Br. und 71° 51′ w. L., und die unterste 37° 25′ n. Br. und 71° 51′ w. L.

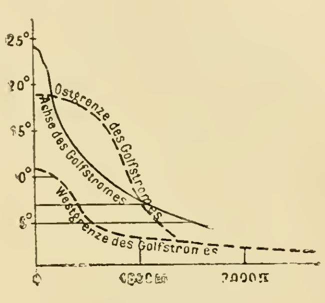


Fig. 131.

Noch kompliziertere Verhältnisse können eintreten, wenn, wie in arktischen Gegenden gewöhnlich, ein kalter Wasserstrom zwischen zwei warme Wasserschichten oder ein warmer Strom zwischen zwei kalte eindringt. Im ersten Falle erhält man ein Minimum der Temperatur und, wegen der tiefen Bodentemperatur, darunter ein Maximum, im zweiten nur ein Maximum. Dies letztere trifft nach Nansens Messungen für das Nordpolarbassin zu, wo der Golfstrom unter der Eisdecke einsetzt.

So lange es Eis an den Polen gegeben hat und noch giebt, hat und wird der Boden des Oceans die jetzige niedrige Temperatur sehr nahe konstant erhalten. Der Meeresboden ist demnach in langer Zeit keinen, und überhaupt sehr geringen, Temperaturverzerrungen in geologischen Epochen ausgesetzt gewesen. Die Bildung von Bergmassiven ist deshalb hauptsächlich auf die Kontinente beschränkt.

Im Gegensatz zum Luftmeer wirkt der Ocean stark kühlend auf die Temperatur seines Bodens. Dies hängt von der ausserordentlich geringen Kompressibilität und Wärmeausdehnung des Wassers ab, im Gegensatz zu den Gasen.

Die mittlere Temperatur der Meeresoberfläche ist immer höher als diejenige der benachbarten Luftschichten (etwa 1°– 1,5° in der Nähe der Oberfläche). Dies hängt ohne Zweifel damit zusammen, dass das Meerwasser viel durchlässiger ist für die Sonnenwärme als für die Wärmestrahlung zum Weltraume hinaus. In Binnenmeeren kann die betreffende Differenz 2° C. erreichen.

Das wärmste Meer der Erde ist das Rote Meer, welches im nörd-

lichen Teile eine Oberflächentemperatur von im Maximum 25,9°, im südlichen Teile von 29,5° aufweist. Von da ab nimmt die Temperatur bis zu einer Tiefe von 700 m ab, wo sie 21,5° beträgt und bis zum Boden sich konstant erhält.

Diese Temperatur entspricht sehr nahe der Wintertemperatur in der Umgegend des Roten Meeres.

Ähnliche Verhältnisse machen sich in Meeresteilen, welche, wie die sogenannte Sulusee zwischen Borneo Mindanao und den Suluinseln, scheinbar in freier Kommunikation mit dem Ocean stehen. Durch eine Bodenerhebung von etwa 730 m Tiefe wird dieser Meeresteil vom Ocean abgeschlossen, wodurch die Temperatur zwischen dieser Tiefe und dem Boden (4670 m) sich konstant auf einer höheren Temperatur (10,2° C.) als die gleichen Tiefenstufen des Oceans erhält (vgl. S. 367).

Eigentümliche Temperaturverhältnisse zeigen das Schwarze Meer und die Ostsee, deren Oberflächenwasser durch Zufluss von Flusswasser einen geringen Salzgehalt gegenüber dem aus den naheliegenden Teilen des Oceans zuströmenden salzigen Wasser am Boden aufweist.

Als Beispiel mögen folgende Messungen betreffs der Temperatur und des Salzgehaltes im Schwarzen Meere im Sommer 1890 dienen:

Tiefe	0	25	50	75	100	200	1800	2200 m
Temperatur	23,2	11,6	7,2	7,4	8,0	8,9	9,0	9,3° C.
Dichte (bei 17,5° C.)	1,0136	1,0138	1,0142	1,0148	1,0153	1,0164	1,0172	—

Durch die Zunahme des Salzgehaltes mit der Tiefe wird das kühle Wasser in der Tiefe 50 m verhindert zum Boden zu sinken.

Infolgedessen ist die vertikale thermische Cirkulation des Meerwassers im Schwarzen Meere zu einer Oberflächenschicht von etwa 100 m beschränkt. Dieses Meer verhält sich folglich in seiner wärmeregulierenden Eigenschaft wie ein relativ seichter See von ausserordentlich grosser Oberfläche. Die tieferen Schichten stagnieren gänzlich, kein Sauerstoff wird zu ihnen von der Oberfläche hingeführt. Durch die hinuntersinkenden organischen Bestandteile werden die Sulfate dieser Schichten reduziert und geben Schwefelverbindungen und Schwefelwasserstoff. Diese Verunreinigung, die in 90 m Tiefe unmerklich ist, erreicht in 125, 200 und 500 m Tiefe 71, 215 bezw. 570 cm^3 Schwefelwasserstoff (bei 0° und 760 mm) pro Liter. Dadurch wird alles Leben in grösseren Tiefen als etwa 180 m vernichtet.

Ähnliche Verhältnisse, obgleich nicht so stark ausgeprägt, gelten auch für die Ostsee. Im Sommer sinkt die Temperatur von etwa 10°

bis 15° C. an der Oberfläche zu einem Minimum von 1,5°—2° in 30 bis 70 m Tiefe. Da nimmt wieder die Temperatur zu und bleibt konstant auf 2,5°—3,5° C. bis zum Boden. Die Wassercirkulation geschieht bloss zu einer Tiefe von etwa 55 m. Unter dieser Schicht nimmt der Sauerstoffgehalt stetig ab, der Kohlensäuregehalt dagegen zu, eine starke Verarmung des Tierlebens mitführend. An vereinzelten Stellen, z. B. an dem tiefsten Punkte der Ostsee bei Landsort (S. S. von Stockholm), kommt es sogar nach neueren Untersuchungen zu Schwefelwasserstoffbildung am Boden, ohne dass jedoch das Leben daselbst gänzlich unterdrückt wird.

Maximale Dichte des Meereswassers. Bekanntlich ist es von grösster Bedeutung für die Temperatur der Binnenseen, dass ihr Wasser ein Dichtemaximum bei 4° C. besitzt, welches oberhalb des Gefrierpunktes liegt. Dadurch wird die Eisbildung an der Oberfläche hervorgerufen, und tiefere Wasserteile bleiben bei einer Temperatur von etwa 4° C. erhalten.

Ein ähnliches Verhältnis trifft nur für schwache Salzlösungen zu, für starke dagegen nicht, wie u. a. Rosettis Untersuchungen beweisen. Bei zunehmendem Gehalt einer Lösung von Chlornatrium sinkt das Dichtemaximum erst langsamer, dann schneller, und zwar bis zu einem Salzgehalte von 4 Proz. mit etwa 2,4° C. für jeden Prozent. Dagegen sinkt der Gefrierpunkt einer Chlornatriumlösung anfangs etwas schneller, dann etwas langsamer, mit steigendem Salzgehalte, und zwar nimmt der Gefrierpunkt im Mittel 0,58° C. für jedes Prozent Chlornatrium ab. Eine vierprozentige Salzlösung hat demnach ein Dichtemaximum bei etwa — 5,6°, seinen Gefrierpunkt aber bei — 2,32°. Der Gefrierpunkt liegt also, umgekehrt wie beim Wasser, oberhalb des Dichtemaximums. Dies trifft für Salzlösungen von höherem Salzgehalte als 2,2 Prozent zu. In ähnlicher Weise verhält sich das Meereswasser, dessen Hauptsalzgehalt aus Chlornatrium besteht. Meereswasser von mittlerem Salzgehalte hat sein Dichtemaximum bei etwa — 3,6° und den Gefrierpunkt um — 2,2° C. Diese Eigenschaft, oberhalb der Temperatur des Dichtemaximums zu gefrieren, besitzen die Meereswässser, die mehr als etwa 2,5 Proz. Salz enthalten.

Die Farbe der Meere. Die Farbe des Meereswassers wechselt innerhalb sehr weiter Grenzen, die gewöhnlichsten Farben sind grün und blau und Übergänge zwischen diesen. Man hat viel darüber gestritten, woher diese Farbe hauptsächlich herrührt. Sicher ist, dass die Färbung auf den im Wasser suspendierten Teilchen organischen und

anorganischen Ursprunges beruht. Reines Wasser absorbiert das rote Ende des Spektrums in höherem Grade als das blaue. Deshalb enthält Licht, welches durch eine längere Wassersäule gegangen ist, einen Überschuss an blauen Strahlen, gegenüber den roten, und erscheint bläulich. Wenn also die reflektierenden Teile im Wasser sehr tief liegen, sollte es blau erscheinen. Wahrscheinlicherweise bildet jedoch dieser Umstand nicht den Hauptgrund der Blaufärbung des Meeres, sondern die Blaufärbung des Meeres hat dieselbe Ursache wie diejenige der Luft. Kleine suspendierte Teilchen reflektieren alle Farben, aber je kleiner sie sind, desto stärker wird die Reflexion im Blau (und Ultraviolett) gegenüber derjenigen im Rot.

Wenn aber sehr grosse Körner im Wasser schweben, so werden alle Lichtgattungen ungefähr gleich stark reflektiert, das Wasser erscheint grau oder weiss. Dies ist der Fall mit Flüssen, welche von Gletschern herunterkommen und sehr viel und groben Detritus mit sich schleppen. Sie werden auch auf Island und in Norwegen „hvit-åar", d. h. weisse Bäche, genannt. Infolge der Eigenfarbe des Schlammes kann die Färbung einen gelblichen bis bräunlichen Ton annehmen, wie man häufig an Flüssen, welche ihr Wasser von lehmhaltigen Gegenden erhalten, beobachten kann. Derselbe Fall trifft für das „gelbe Meer" zu, in welches Hoang-ho („der gelbe Fluss") kolossale Mengen von fein verteiltem Löss hineinschwemmt, ebenso für das Meer ausserhalb der Kongomündung. Senken sich nun die gröberen Partikelchen zum Boden, so verschwindet erst das Rot des Spektrums im reflektierten Licht, das Meer sieht grün aus. Dies ist die gewöhnliche Farbe des Meeres in nicht all zu tiefen Teilen, wie z. B. der Ostsee (flaschengrün), der Nordsee, der Bank- und Küstengewässer, ebenso wie der meisten Flüsse und Binnenseen. Am schönsten ist die grüne Farbe (aquamarin) über Kreideboden, wie im englischen Kanal, ist der Boden schlammig, wie in der Nordsee, wird das Grün gelblich und trübe. Weiter von der Küste, wo weniger Sediment sich befindet, also die schwebenden Partikelchen noch winziger sind, geht auch die Reflexion des gelben im Spektrum verloren und man erhält Farbentöne, die in grünblau bis reinblau übergehen. Die blaue Farbe ist in allen tiefen Meeren vorherrschend. Diese Farbe ist um so tiefer, je stärker die Sedimentation, d. h. je höher die Temperatur und der Salzgehalt sind. Deshalb zeichnen sich der Golfstrom und der Kuro-Schio („der blaue Strom") durch tiefblaue Farbe gegen die Umgebung ab. Dabei kann aber bisweilen das Wasser sehr viele kleine Organismen enthalten, wie z. B. in dem Californischen Meerbusen und

dem Roten Meer, deren Wasser durch kleine rote Krustaceen bezw. durch rote Korallenstöcke rötlich gefärbt erscheint.

Ebenso sind Streifen im grönländischen Meer von Diatomaceen grün gefärbt. Solche Färbungen können ganz zufällig sein, wie z. B. die an Bord der „Gazelle" im Nov. 1875 beobachtete grüne Färbung des Meeres zwischen Neu-Seeland und den Fidschi-Inseln. Diese ungewöhnliche Färbung stammte von Massen von Salpen.

Sehr sonderbar ist die bisweilen — nur bei Nacht — auftretende Milchfarbe des Meeres, wodurch dasselbe einer schneebedeckten Landschaft ähnelt, und welche durch phosphoreszierende Organismen hervorgerufen wird. Sie kommt am häufigsten im Indischen Ocean vor.

Das allerreinste Wasser sollte aus mangelnder Reflexion schwarz erscheinen. Diese Farbe wird auch als für einige Alpenseen charakteristisch angegeben. Die schwarzen Gewässer, welche man im Norden häufig beobachtet, erhalten ihre Farbe für gewöhnlich aus Humussäure, welche von vermodernden Organismen herstammt.

Zur genauen Bestimmung des Farbentons eines Wassers bedient man sich einer Farbenskala, welche von gelb (Lösung von Kaliumchromat) bis blau (Lösung von Kupfersulfat) geht.

Die Durchsichtigkeit des Wassers. Schon seit mehr als hundert Jahren misst man die Durchsichtigkeit eines Wassers in der Weise, dass man eine weiss angestrichene Holzplatte, welche durch Belastung wagerecht gehalten wird, in das Wasser hineinsenkt, bis man sie nicht mehr wahrnehmen kann. Die entsprechende Tiefe wird als Maass der Durchsichtigkeit des betreffenden Wassers angesehen. Für gewöhnlich verschwindet die Sichtbarkeit schon in einer Tiefe von etwa 10 m; im klaren blauen Wasser des Genfer Sees fand Forel diese Tiefe im Sommer gleich 6,6 m, im Winter gleich 12,7 m.

Ein anderes Maass hat man in neuerer Zeit verwendet, indem man in Glas eingeschlossene photographische Platten bis zu verschiedenen Tiefen ins Meer hineinsenkte und die Tiefe beobachtete, in welcher nach einer bestimmten Expositionszeit keine Lichtwirkung auf die Platte zu finden war. Diese Verschwindungstiefe ist viel grösser als die vorhin erwähnte (im Mittel bei den von Forel getroffenen Anordnungen etwa acht mal). Die beiden Bestimmungsweisen ergeben nicht einander proportionale Tiefen, weil ganz andere Strahlengattungen auf das Auge, als auf die empfindliche Platte einwirken.

Die Verschwindungstiefe ist natürlicherweise (an klaren Tagen) um so grösser, je höher die Sonne steht. So veränderte sich im Golfe

von Neapel die Verschwindungstiefe, photographisch gemessen, zwischen 400 und 465 m, wenn die Sonnenhöhe zwischen 50° und 68° zunahm.

Wegen der Schnelligkeit des Sinkens von suspendierten Partikeln in Salzwasser, verglichen mit derjenigen in Süsswasser, ist das Meer viel durchsichtiger als die süssen Binnenseen. Den Zusammenhang mit der auch von suspendierten Partikelchen abhängigen Farbe des Meeres ersieht man aus folgender kleinen Tabelle von Forel:

Mittlere Verschwindungstiefe (optisch):	15,8	16,2	23,2	26,7 m
Färbung des Meerwassers:	grün	grünblau	mattblau	blau.

Durch Versuche mit reinem Wasser in Röhren hat man nach photometrischen Methoden ermittelt, dass eine Wassersäule von 5 m Länge zwei Drittel des einfallenden Lichtes verschluckt. Durch 300 m Wasser vermag kaum eine Spur von Licht durchzudringen. Diese Versuche zeigen auch, dass die Durchsichtigkeit des Wassers mit steigender Temperatur abnimmt.

Es ist denn offenbar, dass kein Licht in die grösseren Tiefen des Meeres hineindringt. Infolgedessen kann auch kein Pflanzenleben, das zur Assimilation Licht nötig hat, in tieferen Schichten des Meeres vorkommen. Das Pflanzenleben erreicht eine Maximaltiefe von etwa 360 m. Die grüne Farbe der in höheren Schichten lebenden Vegetation geht in tieferen Schichten, zu einer violetten oder rötlichen über. Unter 80 m Tiefe ist die Flora sehr spärlich. In den grossen Tiefen kommt auch nur animalisches Leben vor. Sehr eigentümlich erscheint es, dass eine grosse Menge dieser in grossen Tiefen lebenden Tiere mit eigenen Organen zur Entwickelung von phosphorescierendem Licht versehen sind, was darauf hindeutet, dass das Licht für sie von grosser Bedeutung ist; es dient wahrscheinlicherweise als Abschreckmittel.

Eine ähnliche Phosphorescenz zeigen auch mehrere näher an der Oberfläche lebende Tiere, welche das Meeresleuchten zustande bringen. Dieses Leuchten kommt in allen Zonen vor, so auch in der Ostsee und der Nordsee (im Herbst), aber am prächtigsten entwickelt es sich in den Tropen. Das Leuchten ist am hellsten, wo das Wasser umgerührt wird. Das Wasser am Buge und an den Rudern eines Bootes glänzt bisweilen wie Feuer. Das Phosphorescenzlicht ist kontinuierlich mit einem Maximum im Grün und sehr schwach gegen die Enden des Spektrums. Es sind zum grössten Teil die kleinen Organismen, welche zum „Plankton", d. h. der in dem Meer herumtreibenden grossen Menge von kleinen Lebewesen, gehören, welche dieses Leuchten hervorbringen. Das Plankton

ist für die Charakterisierung des Meerwassers von sehr grosser Bedeutung, weil es den höheren darin befindlichen Tieren zur Nahrung dient, weshalb sie das Vorkommen dieser höheren Tiere, z. B. des Herings, in gewissen Wässern bedingen. Es giebt sowohl animalisches als vegetabilisches Plankton. Die nordischen Gewässer sind relativ reich an Plankton, das aber wenige Arten enthält.

Auch von höheren Organismen giebt es ungeheure Mengen, welche auf dem Meere herumtreiben. Besonders Stücke von Tangen, welche durch die Meereswogen losgerissen werden, spielen dabei eine grosse Rolle, weil sie durch Luftblasen schwimmend erhalten werden. Von den Luft- und Meeresströmungen werden sie auf dem Meere herumgetrieben und sammeln sich da an in grossen Mengen, wo Windstille herrscht und keine Meeresströmungen vorkommen. Sie bilden da die sogenannten Sargassomeere, wovon das bedeutendste im Atlantischen Ocean zwischen 21⁰ und 34⁰ n. Br. und 39⁰ und 75⁰ w. L. liegt.

Die Meeresströmungen. Theoretisches. Schon bei der Besprechung des Salzgehaltes und der Temperatur in den verschiedenen Teilen des Weltmeeres musste bei mehreren Gelegenheiten auf den grossen Einfluss der Meeresströmungen hingewiesen werden. Sie sind auch von der allergrössten Bedeutung in klimatologischer Hinsicht.

Es giebt viele Ursachen, welche eine Cirkulation des Meereswassers bedingen. In der Nähe des Äquators bewirkt die starke Sonnenstrahlung eine viel grössere Abdunstung als diejenige, welche von der Wasserzufuhr durch die Flüsse und dem Niederschlag gedeckt werden kann. Andererseits verhält es sich gerade umgekehrt in den polaren Gegenden, wo von dem Niederschlag und den Flüssen kolossal viel Wasser dem Meere zugeführt wird und die Verdunstung wegen der niedrigen Temperatur ausserordentlich gering ist. Es muss also fortwährend von den polaren Gebieten Wasser zu den äquatorialen hinströmen, wo es allmählich verdunstet. Der zweite Teil des Kreislaufes des Wassers geht durch die Luft und die Flussläufe.

Zufolge der niederen Temperatur sinken die polaren Gewässer, welche wohl zum grössten Teil bei dem Schmelzen des arktischen Eises entstanden sind, in die Tiefe hinab und gelangen längs dem Meeresboden zu den äquatorialen Gebieten. Dadurch bewirken sie die eigentümlich erscheinende niedrige Temperatur am Meeresboden.

Durch diesen Umstand wird ein allmähliches Nachsinken des Polarwassers gegen den Äquator bewirkt.

Die häufig starken Strömungen, welche an der Meeresoberfläche

beobachtet werden, verdanken ihr Dasein hauptsächlich dem Stoss des Windes, wie schon lange die Seeleute sich den Vorgang vorgestellt haben. Damit ein erheblicher Strom entsteht, müssen aber die Winde lange Zeit in derselben Richtung wirksam sein. Die Luft und das Wasser bilden zwei Kontinua mit einem sehr plötzlichen Übergange an der Oberfläche. Wenn nun die beiden Kontinua sich gegeneinander verschieben, so ist das Gleichgewicht, wie Helmholtz gezeigt hat, nicht länger stabil, falls die Begrenzungsfläche eben ist, sondern es entsteht eine Wellenbewegung, worüber unten mehr berichtet werden soll. Ausserdem findet aber auch eine Reibung an der Grenzfläche statt, welche bestrebt ist, die relative Geschwindigkeit zu vermindern. Die obersten Schichten des Wassers werden infolgedessen von dem Winde mitgeschleppt. Diese Schichten ziehen andere tiefer liegende zufolge der inneren Reibung mit. Die Bewegung dringt also tiefer und tiefer hinein, je länger die Bewegung an der Oberfläche dauert. Die Mitteilung der Bewegung nach unten geschieht nach Gesetzen, die sehr ähnlich denjenigen der Wärmeleitung sind.

Eine nähere Untersuchung der theoretischen Seite dieses Gegenstandes ist von Zöppritz ausgeführt worden.

Die Tiefe, zu welcher eine hin- und hergehende Bewegung, wie der täglich periodische Land- und Seewind in die Wogen hineindringt, wird eine sehr mässige, ebenso wie die tägliche Wärmeschwankung zufolge der Sonnenstrahlung nur in sehr geringe Tiefen unter der Erdoberfläche fühlbar ist. Dabei ist es zu bemerken, dass die innere Reibung mit steigender Temperatur stark abnimmt, sie ist etwa halb so gross bei 25° wie bei 0°, weshalb die Bewegung in kältere Wässer tiefer als in wärmere, und in 25° warmes Wasser halb so tief wie in solches von 0° hineindringt. Auch der Salzgehalt hat einen Einfluss auf die innere Reibung des Wassers, derselbe ist aber sehr gering, indem die Reibung durch Zusatz von 1 Proz. Salz um etwa 0,015 zunimmt. Da nun der Salzgehalt im Ocean nahezu konstant ist, so können wir von diesem Einfluss absehen.

Zöppritz hat eine Berechnung ausgeführt, wie schnell die Bewegungen bei einer Temperatur von 10° C. ins Meer hineindringen. Er fand, dass 239 bezw. 41 Jahre nötig sind, damit die Bewegung in einer Tiefe von 100 m die Hälfte, bezw. ein Zehntel der Geschwindigkeit der als konstant angenommenen Bewegung an der Oberfläche erreicht. Dabei wird vorausgesetzt, dass am Anfang alle Teile stillstanden ausser denjenigen in der Nähe der Oberfläche. In Wasser von 0° bezw. 25° C. würde die erreichte Tiefe in derselben Zeit 1,37 bezw. 0,68 mal

so gross sein. Die Reibung entspricht dem Wärmeleitungsvermögen bei den thermischen Untersuchungen.

Ebenso wie die Wärme dringt die Bewegung zu Tiefen hinein, die der Quadratwurzel aus der Wirkungszeit proportional sind. Damit also die Bewegung in 10 m Tiefe 0,5 v bezw. 0,1 v betrage, wenn v die Oberflächengeschwindigkeit bezeichnet, sind 2,39 bezw. 0,41 Jahre erforderlich. Man sieht daraus, wie äusserst wenig tief die Bewegungen von nicht sehr langer Periode eindringen. Die Monsunwinde in Indien haben eine Periode von einem Jahre, sodass man sagen kann, dass sie etwa ein halbes Jahr in die eine (von Osten längs der indischen Küste im Dez.—Febr.), das andere halbe Jahr in die andere Richtung wehen. Diese Monsune bringen Meeresströmungen von derselben Periode an der Meeresoberfläche hervor.

Es dringt diese Bewegung nach der Theorie nur zu etwa 10 m Tiefe mit 0,1 ihrer Amplitude hinein, nach dem was oben gesagt wurde. Wegen der höheren Temperatur an der Oberfläche (als 10°) wäre das genannte Hineindringen sogar auf etwa 9 m beschränkt.

Noch weniger wirksam sind die Luftbewegungen von täglicher Periode, welche $\sqrt{365}$, d. h. etwa 19 mal weniger tief als die jährlichen, hineindringen, deren Amplitude also schon in 0,4 m Tiefe auf 0,1 derjenigen der Oberfläche reduziert sein sollte.

Die Abnahme der Amplitude mit der Tiefe geschieht so wie diejenige der Temperatur, wenn dieselbe an der Oberfläche schwankend ist: Wenn die Tiefen nach einer arithmetischen Reihe zunehmen, so nehmen die Amplituden der periodischen Schwankung nach einer geometrischen Reihe ab. Die Maxima und Minima sind in der Tiefe gegen diejenigen an der Oberfläche verspätet, ebenso wie bei der Wärmeleitung durch die Erdkruste. Zöppritz hat berechnet, dass bei einer Periode von 1 Jahr Länge ein Minimum in 11,9 m Tiefe gleichzeitig mit dem Maximum an der Oberfläche eintrifft. Für eine Schwankung, deren Periode einen Tag beträgt, ist der Abstand zwischen einem Maximum und dem darauf folgenden Minimum $\sqrt{365}$ mal geringer, d. h. etwa 0,6 m.

Bei der Ableitung dieser Sätze wird es vorausgesetzt, dass gar keine mechanische Umrührung stattfindet, was natürlicherweise keineswegs erfüllt ist (vgl. S. 410). Dies geschieht, wenn nicht in anderer Weise, dadurch, dass in der Übergangszone zwischen zwei Flüssigkeitsschichten von verschiedener Geschwindigkeit Wirbelbewegungen entstehen. Die dadurch hervorgerufene Umrührung bringt immer ein tieferes Eindringen zustande als die Theorie verlangt.

Wie man aus dem Gesagten ersicht, können die periodischen Strömungen nur eine unbedeutende Mächtigkeit erreichen. Die bedeutendste Strömung dieser Art ist der im indischen Ocean nördlich vom Äquator herrschende Monsun-Strom, welcher im Sommer nach Osten, im Winter nach Westen gerichtet ist. Damit die mächtigen Ströme entstehen, welche die grosse Cirkulation im Weltmeere hervorbringen, müssen Winde von stetigem Charakter wirksam sein, wie dies in den Passatregionen zutrifft.

Wenn ein stetiger Wind über einer Wasseroberfläche von einer gewissen Tiefe weht, so wird, theoretisch genommen, der Endzustand sich so verhalten, dass die Geschwindigkeit linear mit zunehmender Tiefe abnimmt. Wenn also die Geschwindigkeit an der Oberfläche v genannt wird, so ist sie am Boden (Tiefe h) 0, in der Tiefe 0,1 h bezw. 0,5 h erreicht sie die Werte 0,9 v bezw. 0,5 v u. s. w. Dies entspricht gänzlich der Temperaturverteilung in einer gleichförmig leitenden Masse, die von zwei parallelen Oberflächen begrenzt wird, welche die Temperaturen v und 0 besitzen.

Da nun entgegen dieser theoretischen Ableitung die grossen Meeresströme im allgemeinen nicht bis zum Meeresboden gespürt werden, so kann dies nur davon abhängen, dass in tieferen Schichten andere Strömungen herrschen. Der Golfstrom erreicht eine sehr beträchtliche Tiefe, welche häufig 1000 m übersteigt, an der Westküste von Irland sogar bis zu 1800 m hinuntergeht.

Krümmel hat einige interessante Versuche gemacht, um den Mechanismus nachzuahmen, welcher die Meeresströme hervorruft. In ein rechteckiges Gefäss (siehe die Figur 132) legte er zwei feste Körper a und b ein, welche ungefähr die Kontouren der westafrikanischen und brasilianischen Landmassen in der Nähe des Äquators darstellen. Den übrigen Teil des Gefässes füllte er mit Wasser, welches demnach dem Atlantischen Ocean entsprechen soll. Über der Wasseroberfläche brachte er mit Hilfe von Gebläseröhren Luftströmungen p_1 und p_2 zustande, welche den in diesen Gegenden herrschenden Passatwinden ähnlich gerichtet waren. Mit Hilfe von kleinen Schwimmkörpern konnte er den Bewegungen des Wassers an der Oberfläche folgen. Die Richtung dieser Bewegungen werden durch die Pfeile in der Figur gekennzeichnet. Er erhielt auf diese Weise eine dem thatsächlich in der Nähe des Äquators im Atlantischen Meere herrschenden Strömungssystem ähnliche Stromverteilung. Die in der Figur nach links gerichteten Strömungen entsprechen dem Nord- bezw. Südäquatorialstrom. Die Rückströmung in

der Mitte und längs der unteren Seite von *b* entspricht dem Guineastrom, die oben und unten nach rechts verlaufenden Ströme repräsentieren den Golfstrom bezw. den Westwindtrift.

Aus diesem Beispiel ist auch der Einfluss der Landkonturen ersichtlich. Die hervorragenden Ecken von *a* und *b* teilen die Strömungen entzwei, wie es in der Natur geschieht. Ein anderer Umstand, welcher in geringerem Grade die Richtung der Ströme beeinflusst, ist die Achsendrehung der Erde (Mohn), welche die Strömungen auf der Nordhalbkugel nach rechts, diejenigen auf der Südhalbkugel nach links abbiegt. Einen modifizierenden Einfluss können zufällige Winde und ungewöhnliche Luftdruckverhältnisse ausüben.

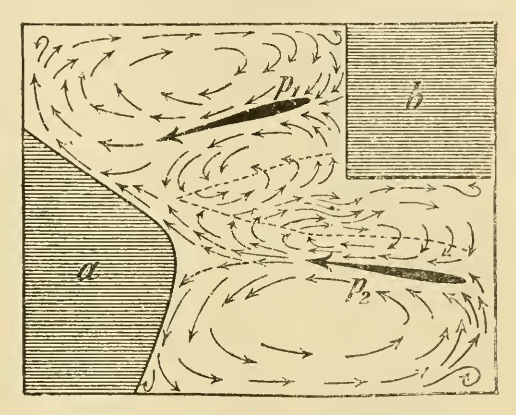


Fig. 132.

Methoden zur Beobachtung der Meeresströmungen. Die Anwesenheit von Meeresströmungen ist schon lange bekannt. Die Seefahrer haben den störenden Einfluss derselben, seitdem Oceanfahrt betrieben wurde, erkannt. Die Notizen über die an Schiffen beobachteten Stromversetzung, wodurch der Kurs des Schiffes von dem berechneten sich unterscheidet, haben wichtige Beiträge zur Kenntnis der Meeresströmungen geliefert (Maury).

Zur Bestimmung der Geschwindigkeit der Meeresströmungen werden Schwimmkörper von einem verankerten Schiffe ausgeworfen, deren Bahn in einer bestimmten Zeit ermittelt wird. Gewöhnlich wird dazu der Schiffslog benutzt, mit dem man für gewöhnlich unter Annahme, dass das Wasser still steht, die Geschwindigkeit des Schiffes misst.

Schwimmende Körper treiben häufig auf dem Meere herum und können, wie Hölzer, Früchte oder Pflanzenteile, Wrackteile (vgl. S. 384) oder Flusskörper der Fischernetze, oft in Bezug auf ihre Herkunft bestimmt werden. Dadurch kann man interessante Schlüsse über das Bestehen von Meeresströmungen zwischen zwei Orten ziehen; über die Geschwindigkeit erhält man meistenteils keine Anhaltspunkte. Als Beispiel, wie weit solche Körper treiben können, möge angeführt werden, dass man auf Spitzbergen Bohnen der tropischen Pflanze Entada gigalobium gefunden hat.

Von Schiffen werden häufig sogenannte Flaschenposten ausgeworfen. Dieselben bestehen aus einer sehr gut verkorkten Flasche, worin ein Papier mit den gewünschten Notizen und ausserdem Angaben von Ort und Zeit beim Hinauswerfen eingelegt wird. Sie werden von anderen Schiffen oder Fischerbooten oder endlich von Strandbewohnern nach ihrer Strandung aufgenommen. In vielen Fällen kann man dann die Treibezeit bestimmen und auf diese Weise eine Nachricht über die Strömungsgeschwindigkeit erhalten. Solche Flaschenposten werden häufig eigens zur Ermittelung des Ganges der Meeresströmungen hinausgeworfen.

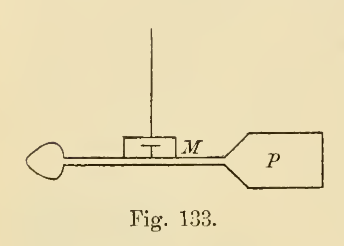


Fig. 133.

Zur Untersuchung von tieferen Strömungen verwendet man einen Apparat von Aimé (Fig. 133). Dieser Apparat besteht aus einer Art Windfahne P, welche in das Meer zur gewünschten Tiefe hinuntergesenkt wird. An der Windfahne, welche sich in der Richtung der Meeresströmung einstellt, ist oben eine dicht verschlossene Dose (M) mit Glasdeckel befestigt. In derselben schwingt eine Magnetnadel frei auf einer Spitze. Durch irgend eine Vorrichtung kann diese Nadel in ihrer Gleichgewichtslage arretiert werden, bevor der Apparat hinaufgezogen wird. Man liest nachher den Winkel zwischen dem magnetischen Meridian und der Stromesrichtung ab.

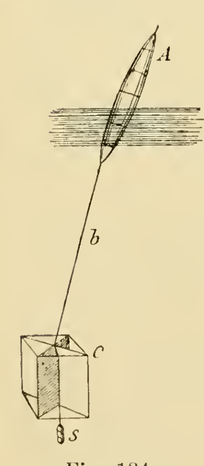


Fig. 134.

Man kann auch die Geschwindigkeit von der unteren Strömung mit Hilfe des folgenden Apparates bestimmen. An einer Boje A (Fig. 134) ist mittelst eines Drahtes b von bestimmter Länge ein grosser Rahmen c befestigt, in welchem zwei grosse Segeltuchstücke senkrecht zu einander ausgespannt sind. Unten ist ein Senkblei s. Die Strömungsrichtung und Stromstärke ist sowohl aus der Bewegung wie aus der Neigung von A zu ermitteln.

Schliesslich kann man die Geschwindigkeit der tieferen Ströme mit Hilfe von einer Schraube ermitteln, die ein Zählwerk in Gang setzt und nach Zurücklegung von je hundert Umdrehungen ein elektrisches Signal zum Schiffe absendet (Amsler-Laffon). Die Schraubenachse wird durch eine Art Windfahne parallel der Stromesrichtung gehalten. Ein anderer Apparat ist auf das Prinzip des Robinsonschen Schalen-Anemo-

meters zum selben Zweck konstruiert (von Arwidson). Derselbe kann in einem gegebenem Moment vom Schiff aus arretiert oder in Gang gesetzt werden.

In neuester Zeit hat Nansen einen „Strommesser“ konstruiert, welcher als eine Verbesserung des später zu besprechenden Stromquadranten anzusehen ist. Eine hohle Glaskugel ist an einer Pendelstange befestigt, welche mittelst eines biegsamen Fadens oben an einem mit Senkblei versehenen Rahmen befestigt ist. Durch ein längs der Stange verschiebbares Metallgewicht kann der Auftrieb des aus Kugel und Stange bestehenden Systemes nach Belieben reguliert werden. In dieser Weise kann die Empfindlichkeit des Apparates beliebig gesteigert werden. Die Geschwindigkeit der Meeresströmung in einer bestimmten Tiefe, zu welcher der Rahmen hinuntergelassen wird, kann aus der Ablenkung der Pendelstange von der vertikalen Lage bemessen werden. Diese Ablenkung und die Richtung einer in der Nähe befindlichen Magnetnadel werden vor dem Aufziehen durch mechanische Mittel fixiert. Die Ablenkung ist dem Quadrat der Wassergeschwindigkeit nahezu proportional.

Mit Hilfe aller der so gewonnenen Erfahrungen hat man Karten (Fig. 135) über die Richtung der Meeresströmungen entworfen. Zuerst möge bemerkt werden, dass die Winde auch etwas zu den vertikalen Strömungen beitragen. Wo der Wind stetig von der Küste weg weht, wird das Wasser weggefegt und neues strömt aus der Tiefe zu. Dieses Bodenwasser macht sich durch seine Kälte bemerklich. Solche Auftriebe von kaltem Wasser befinden sich an der Westküste Amerikas (Canada und Vereinigten Staaten, sowie Peru) und Afrikas (Marokko, Kongo und Benguelaküste)', ebenso wie an der Somaliküste (Ostafrika).

Die wichtigsten Meeresströmungen. Die Horizontalströmungen des Meeres sind in der nachstehenden Karte (Fig. 135) eingezeichnet. Die Hauptströmungen bilden Wirbel, deren Drehrichtung auf der zum Äquator gewandten Seite von O nach W gehen. Es giebt zwei solche grosse Wirbel auf der nördlichen Halbkugel im Stillen Ocean zwischen 10° und 50° n. Br. und im Atlantischen Ocean zwischen 10° und 30° n. Br., drei auf der südlichen, einer im Stillen Ozean zwischen 5° und 45° s. Br., einer im Atlantischen Ocean zwischen 0° und 40° s. Br. und einer im Indischen Ocean zwischen denselben Breiten. Von diesen sind die zwei Wirbel im Stillen Ocean die bei weitem bedeutendsten. Südlich von den drei Wirbeln der südlichen Halbkugel herrscht der von West nach Ost gerichtete antarktische Strom. Im hohen Norden geht ein Strom

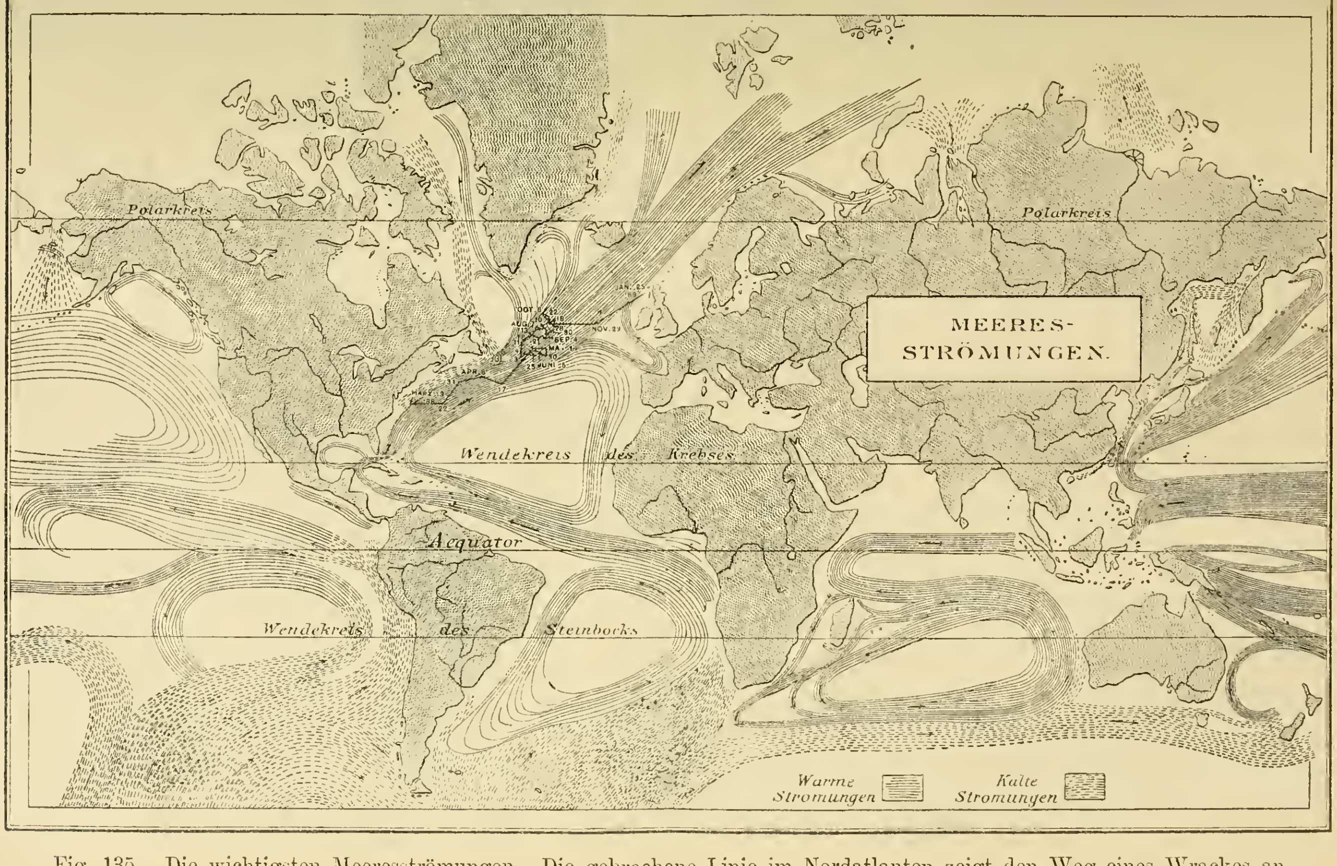


Fig. 135. Die wichtigsten Meeresströmungen. Die gebrochene Linie im Nordatlanten zeigt den Weg eines Wrackes an.

von Ost nach West nördlich von der sibirischen Küste bis Nordostgrönland, dann folgt sie der Ostküste Grönlands bis sie an der Südspitze verschwindet (sich mit einem Zweig des Golfstromes längs der Westküste Grönlands mischt). Von Baffinsbay geht ein zweiter Polarstrom aus („the cold wall“), welcher der Ostküste Nordamerikas folgt. Ein ähnlicher Polarstrom, von Behringssund und dem Ochotskischen Meer anfangend, kühlt die ostasiatische Küste ab.

Die für uns interessanteste Meeresströmung ist der Golfstrom, welcher in der Meeresenge südlich von Florida anfängt. Sie ist eigentlich eine Abzweigung des nördlichen Äquatorialstroms. In der Yucatanstrasse hat sie eine Tiefe von nur 400 m und transportiert etwa 17000 Kubikkilometer in 24 Stunden, d. h. 0,2 Kubikkilometer pro Sekunde. Im Floridakanal ist ihre Tiefe etwa 800 m, ihre Geschwindigkeit in der Mitte beträgt nach Bartlett und Sigsbee im Mittel 134 km pro Tag, mit einem Maximum von 220 km pro Tag, entsprechend 1,5 bis 2,5 m pro Sekunde. Dies sind Geschwindigkeiten, die der Rhein bei Koblenz kaum bei Hochwasser erreicht (1,88 m pro Sekunde). Nachher folgt sie der amerikanischen Küste, bis sie auf dem 40. Breitegrade in nahezu gerade östlicher Richtung abbiegt. Weiter nach Osten tritt die Zerfaserung des Golfstromes ein, indem ein Teil nach Südost abbiegt und parallel der marokkanischen Küste als nordafrikanische Strömung fliesst. Ein anderer Zweig sucht sich nach Nordost zur Küste Irlands, wovon Abzweigungen zur Dänemarkstrasse (zwischen Island und Grönland) und zur norwegischen Küste ausgehen, welche letztere dann nach Osten zur Küste von Novaja Semlja und Sibirien hinstrebt. Eine andere Verzweigung bespült die Westküste von Spitzbergen und hält das Meer da offen. Sie hebt sich durch ihre blaue Farbe gegen das grünliche Polarmeer ab. An der Bäreninsel, in der Mitte zwischen Spitzbergen und der norwegischen Küste begegnet sie einer polaren Strömung, wodurch diese Gegend durch starke Nebelbildung charakterisiert wird.

Der grosse Ocean besitzt im Kuro-Schio eine dem Golfstrom ähnliche Strömung, welche durch ihre tiefblaue Farbe sich vom übrigen Meer unterscheidet. Sie zweigt in der Nähe von Mindanao von der nördlichen Äquatorialströmung ab, bespült die Küsten von Formosa und Japan, bildet dann einen mächtigen Bogen nach Osten und fliesst als Californischer Strom an der Westküste Nordamerikas zum nördlichen Äquatorialstrom zurück.

Diese Meeresströme führen einen ungeheuren Wärmevorrat mit sich

und bilden dadurch einen höchst bedeutenden klimatischen Faktor, indem sie einen Teil ihrer Wärme an die Luft abgeben. Das Gegenteil gilt für die vom Norden kommenden kalten Ströme. Die Biegungen der Jahresisotherme des Meeres (Fig. 127—128) zeigen auch deutlich die Anwesenheit der betreffenden Ströme an; indem sie bei warmen Strömungen lange Zungen gegen Norden, bei kalten gegen Süden aussenden.

Bei seinem Gang durch die Floridastrasse besitzt der Golfstrom eine Temperatur von nahezu 30° C., also 5° mehr als das umgebende Meer. In der Höhe von Newfoundland überstieg seine Temperatur diejenige der Umgebung mit nicht weniger als 10—15° C. im Winter. Der Kuro-Schio besitzt ebenfalls an der japanischen Küste eine Temperatur, welche diejenige der Umgebung mit 5—10° C. übertrifft.

Die Temperatur des kalten Stromes an der Küste von Peru beträgt 15—16°, während das umgebende Meer eine Temperatur von 28° C. besitzt. Der Polarstrom an der Ostküste Nordamerikas (der Labradorstrom) drückt dort die Temperatur bedeutend herab.

Die verschiedene Dichte der verschiedenen Meereswasserschichten übt nur in besonders begünstigten Fällen eine stromerweckende Wirkung aus. Dies trifft in den Meeresengen zu, wo zwei Meere von verschiedenem Salzgehalt aneinander stossen und wo deshalb die Linien für gleiches spezifisches Gewicht (oder Salzgehalt) sehr dicht aneinander liegen. Es streben daselbst die verschieden dichten Schichten gewissermaassen umzukippen, sodass die schwereren nach unten fallen, die leichteren sich auf der Oberfläche ausbreiten. Ein solcher Fall trifft an der Grenze (Kattegat) zwischen Ostsee und Nordsee ein. Das Ostseewasser breitet sich auf der Oberfläche aus und nimmt langsam durch Diffusion und Wirbelbildung an Salzgehalt zu. An der anderen Seite dringt das Nordseewasser längs dem Boden in die Ostsee hinein und die verschieden salzhaltigen Schichten bilden keilförmige Ausläufer, welche weit in die Ostsee hinein sich geltend machen. An der Grenze zu den weniger salzhaltigen Schichten verlieren die tieferen von der Nordsee hineingeströmten Wassermassen allmählich ihr Salz, werden durch Wirbel mit dem Ostseewasser mitgeschleppt und strömen zum Kattegat zurück.

Ein ähnliches Verhältnis herrscht an dem Eingange zum Mittelmeer (Gibraltar-Strasse) und es dringt ebenfalls ein Strom (mit einer Geschwindigkeit von 3—8 km pro Stunde je nach der Windrichtung) von relativ salzarmen Wasser aus dem Atlanten hinein, während in grösseren Tiefen ein salzreicher Gegenstrom vom Mittelmeer hinausgeht. Der Ober-

flächenstrom fliesst danach längs der nordafrikanischen Küste bis nach Cypern hin. Diese Strömungsweise ist durch die starke Abdunstung im Mittelmeere bedingt. Eine gleichartige Einströmung findet in das Rote Meer statt.

Den grossen Zufluss von Flusswasser giesst das Azowsche Meer in einem mächtigen Strom bei Kertsch in das Schwarze Meer aus, welches wiederum an den Dardanellen mit einem Strom, dessen Oberflächengeschwindigkeit 9—10 km pro Stunde beträgt, ins Ägeische Meer sein Wasser ergiesst.

Bei der Mündung der Flüsse nimmt man ähnliche Ströme wahr. In diesem Fall kann sogar (nach Ekman) die hydrodynamische Wirkung der grossen Ausflussgeschwindigkeit bewirken, dass die salzhaltigen Schichten des Meeres gehoben werden und in entgegengesetzter Richtung gegen die Flussmündung hinaufsteigen, wovon sie sich längs dem Boden des Flusses keilförmig ausbreiten.

Die Meeresströme sind für die Schiffahrt insofern von grösster Bedeutung, als man mit ihrer Hilfe viel schneller vorwärts segeln kann, als ohne sie. Man hat deshalb „Seewege“ auf Karten ausgelegt, bei welchen immer die Meeresströme förderlich wirken. So z. B. gehen Segelschiffe von England nach Australien an Südafrika vorbei, während sie bei der Rückfahrt Kap Horn passieren. Es ist in gewissen Fällen gelungen, in dieser Weise die Fahrzeit nahezu auf die Hälfte zu vermindern (Maury).

Das Meereis. Bei genügend niedriger Temperatur geht das Wasser in feste Form, Eis, über und die Eismassen spielen eine nicht zu vernachlässigende Rolle in der Cirkulation des Meerwassers und in der Bestimmung seiner Temperatur, weshalb sie besondere Erwähnung verdienen.

Das meiste Eis, welches auf dem Meer herumtreibt, ist im Meer gebildet. Durch Schraubungen werden häufig Eisblöcke aufeinander geschoben, wodurch die Eisschollen, welche zusammen sogenanntes „Packeis“ bilden, bedeutende Mächtigkeit erhalten können. Sehr grosse Eisberge werden von den Gletschern abgestossen, wo sie ins Meer ausmünden. Ein relativ geringer Teil des Meereises ist in den Flüssen oder Seen gebildet und zum Meer hinausgeschwemmt.

Beim hinreichenden Abkühlen einer Salzlösung unter Null scheidet sich entweder Eis oder festes Salz aus, das letzte, wenn die Lösung gesättigt ist. So z. B. friert reines Eis aus nicht all zu gesättigter Chlornatriumlösung aus, und die Gefriertemperatur sinkt allmählich, je

konzentrierter die Lösung durch die Ausscheidung wird. Anfangs sinkt die Gefriertemperatur mit etwa 0,58° für jedes Prozent des Salzgehaltes, später schneller. Zuletzt sinkt die Temperatur unter —21° C., 24 prozentiger Lösung entsprechend. Bei dieser Temperatur ist die Lösung gesättigt, d. h. beim Ausfrieren von Eis muss eine entsprechende Menge Salz auch aus der Lösung ausscheiden. Es entsteht also bei dieser Temperatur durch Wärmeentziehung eine Mischung von Eis- und Salzkrystallen. Bei anderen Salzlösungen liegt dieser Punkt an einer anderen Stelle der Temperaturskala, z. B. für Kaliumsulfatlösungen schon bei —1,9° (7,5 prozentige Lösung) wegen der verschiedenen Löslichkeit und der verschieden grossen erniedrigenden Einwirkung des Salzes auf die Gefriertemperatur.

Nach diesem kann man sich leicht eine Vorstellung bilden über die Art und Weise, in welcher das Meer zufriert. Bei sinkender Temperatur scheidet sich Eis in Nadeln aus und bildet mit dem dadurch eingeengten Salzwasser eine Art Brei, wovon das Salz allmählich in die tiefer liegenden salzärmeren Wasserschichten hineindiffundiert oder teilweise in Flüssigkeitsfäden hineinströmt. Später kann es passieren, dass die Kälte zunimmt, neues Eis sich bildet und dadurch die salzreichen Wassermassen teilweise ins Eis eingeschlossen werden. Wegen der geringen Löslichkeit der Sulfate und der starken Abnahme derselben bei sinkender Temperatur (besonders beim Natriumsulfat, welches das hauptsächliche Sulfat des Meerwassers ausmacht), frieren diese vor den Chloriden aus (dasselbe dürfte auch für die geringen Mengen von Karbonaten im Meereswasser gültig sein). Wenn die Temperatur tief genug ist und plötzlich sinkt, friert alles in der Nähe der Oberfläche aus, in tieferen Schichten geht das Ausfrieren langsamer, und die Salze finden besser Zeit wegzudiffundieren. Deshalb ist, wie Weyprecht fand, das Eis um so salzhaltiger, je näher die Proben an der Oberfläche des Eises genommen werden. Bei wiederum zunehmender Temperatur schmilzt dann erst Eis in der Nähe der Krystalle der Chloride (das Chlorcalcium dürfte dabei zuerst kommen), löst diese auf, aber lässt die ausgeschiedenen Sulfatkrystalle ungelöst. Durch aufgespültes Meereswasser, durch Schmelzwasser von der Oberfläche oder durch Regen werden diese konzentrierten Lösungen ausgewaschen. Es bleiben aber immer Sulfate (und Karbonate) in grösserer Proportion relativ zu den Chloriden als in dem Meereswasser zurück. Je älter das Eis ist, desto besser werden die Salzeinschlüsse entfernt. Altes Meereis wird deshalb von Polarfahrern zur Trinkwasserbereitung verwendet.

Beim Gefrieren einer Salzlösung scheidet sich das Eis in Nadeln, beim Gefrieren von reinem Wasser dagegen (erst in Nadeln und dann) in Schollen aus. Deshalb ist das Salzwassereis viel poröser, weisser (nicht so durchsichtig) und weniger fest als das Süsswassereis. Deswegen löst jenes sich auch schneller bei steigender Temperatur auf als dieses. Die Schneemengen, welche auf die polaren Eisfelder niederfallen und das Regenwasser, welches den Schnee nachher zusammenkittet, überdecken das ursprüngliche Seeeis mit einer Kruste von Süsswassereis.

Da die Eisbildung auf dem Hineindringen niedriger Temperatur beruht und dies Hineindringen immer um so langsamer erfolgt, je dicker die Eiskruste wird, und zwar so dass unter übrigens gleichen äusseren Verhältnissen zur Entstehung einer Eisschicht von 2 oder 3 cm vier- bezw. neunmal so lange Zeit vergeht wie zur Bildung einer 1 cm dicken, so ersieht man leicht, dass eine übermässig starke Eisbildung nicht auf dem Meer stattfinden kann. Die Eisfelder sind auch selten mehr als etwa 6—7 m dick. Im Mittel friert in einem Winter, nach Weyprecht, eine Eisschicht von 2—2,5 m Dicke aus. Im Sommer taut oder dunstet eine Schicht von 1—1,5 m ab. Das unter dem Eis befindliche Oceanwasser führt Wärme zu, welche die Bildung sehr dicker Eiskrusten verhindert. Wo das Eis in geschützter Lage gegen Wind- und Wasserströmungen liegt, kann es sehr dick werden. So fand Sir Nares im arktischen Nordamerika ein Eisfeld von 46 m Dicke. Hayes beobachtete ein ähnliches im Smithssund.

Das Eis hat in dickeren Schichten dieselbe blaue Farbe wie das Wasser. Die Risse und Aushöhlungen in den Eisbergen zeigen dieselbe prachtvolle himmelblaue Farbe wie die Klüfte im Gletschereis, was wohl hauptsächlich von reflektiertem blauen Himmelslicht herrührt.

Ganz andere Dimensionen als dieses Eis der Eisfelder können die Eisberge annehmen, welche von Gletschern herrühren. Sie bersten von Gletscherwänden von bedeutender Höhe (häufig mehr als 100 m) ab und besitzen entsprechende Höhen. Da das Eis ein spezifisches Gewicht von 0,9167 besitzt und die Eisberge nicht ganz dicht sind, etwa einem spezifischen Gewicht von 0,91 entsprechend, so ist der unter dem Wasser (im Meere), liegende Teil derselben etwa acht- bis neunmal grösser und fünf- bis siebenmal höher als der heraufragende Teil. Da die Eisberge bisweilen höher über die Meeresfläche aufsteigen als die Masten eines Schiffes, kann man sich leicht eine Vorstellung von ihren ungeheuren Dimensionen bilden. Man hat sie auch auf Tiefen von 180 m stranden

sehen. Nare giebt die durchschnittliche Höhe der antarktischen Eisberge, wenn sie frisch sind, zu 70 m über dem Wasser an. Sie tauen aber allmählich im warmen umgebenden Wasser auf, dessen Wellenschlag sie auch zerkleinert, aber die grösste zerstörende Einwirkung übt das in sie hineindringende und zufrierende Wasser aus. Dadurch entstehen die häufig phantastischen Formen, welche den arktischen Meereslandschaften einen eigentümlichen Reiz geben. Sie können auch bisweilen aus Trümmern wieder zusammenfrieren. Um den südlichen Pol bildet das Eis eine grosse Eismauer, welche das Vordringen gegen Süden verhindert, und es unmöglich macht, sich von der geographischen Konfiguration dieser Erdteile eine Vorstellung zu bilden. Die Höhe dieser Wand beträgt 40—60 m über der Meeresoberfläche und von derselben stammt das Eis, welches auf der südlichen Halbkugel gegen den Äquator strömt. Wenn im nördlichen Eismeer das dünne Eis von den Eisfeldern auf dem Polarmeer vorwiegt, so gilt das Umgekehrte für das südliche Eismeer, wo die Eisberge gänzlich vorherrschen. Die Eisberge halten wegen ihrer grossartigen Dimensionen einen viel längeren Transport aus, als die relativ dünnen Eisschollen. Die Eisberge dringen auch viel näher gegen den Äquator vom Süden wie vom Norden her. Sie werden in der Nähe des Caps der guten Hoffnung (35° s. Br.) gesehen, ja, am 30. April 1894 fand das Schiff „Dochra“ ein Stück Eis auf 26,30° s. Br., welches jedoch unbedeutend war. Auf der nördlichen Halbkugel gehen sie (im West-Atlanten) bis zu etwa 43° n. Br. bisweilen unter 40°, indem sie den Golfstrom durchqueren. Der Golfstrom zerstört sie im östlichen Atlanten.

Die Eisberge sind für die Schiffahrt sehr gefährlich. Teils kippen sie häufig um und veranlassen dadurch Havarien, teils ist in ihrer Umgebung das Meer wegen der grossen Temperaturunterschiede von Nebeln bedeckt, in welchen leicht Zusammenstösse mit Fahrzeugen oder mit Eisbergen entstehen können. Die Nähe der Eisberge verrät sich indessen schon in ziemlicher Entfernung durch das schnelle Sinken der Wasser- und Lufttemperatur in ihrer Nähe, wodurch man gewarnt wird.

Die Eisberge führen häufig bedeutende Massen von Steinabfall mit, sodass sie bisweilen schmutzig-grau oder sogar schwarz aussehen. Man hat in früheren Zeiten diesen mitgeführten Mineralbestandteilen grosse Bedeutung zugeschrieben, jetzt ist man der Ansicht, dass diese Art Massentransport zu geringfügig ist, um merkliche Folgen zu haben. Die Steine und der Schutt, welche auf den Eisbergen vorkommen, rühren

hauptsächlich von Moränenbildungen auf den Gletschern her. Diese Moränengesteine fehlen auf den antarktischen Eisbergen, welche nur ausnahmsweise Steine von der Küste mitschleppen (vgl. S. 399).

Das Polareis. Durch die Wirkungen von Ebbe und Flut, Wind und Meeresströmungen entstehen im Eisfeld über dem Polarmeer gewaltsame Verzerrungen, Schraubungen, wodurch die Eisschollen auf- und durcheinander geschoben werden. Im Eis befindliche Gegenstände erleiden unter solchen Umständen vom Eis ausserordentlich starke Pressungen. Dadurch sind sehr viele Schiffe, die ins Polareis eingesperrt wurden, rettungslos zermalmt worden. Nansen baute seine „Fram" absichtlich so, dass sie ausserordentlich kräftigen Druck aushalten könnte und durch Seitendruck in die Höhe geschoben werden würde, was auch gelang. Durch die Schraubung entstehen massenweise Unebenheiten auf dem Polareis, wodurch dasselbe beinahe unfahrbar wird. Es erforderte die ungeheuere Ausdauer von Nansen und Johannsen, von Kapitän Cagni und seiner Begleiter, um in der Eiswüste vorwärts zu kommen.

Die ganze Eismasse im nördlichen Polarmeer bildet einen gewaltigen Eisstrom, indem sie durch den Wind und den Zufluss aus den sibirischen Flüssen fortgeschoben wird und sich zwischen Spitzbergen und Grönland ausgiesst. Dabei folgen die Eismassen der Ostküste von Grönland, indem sie durch den Golfstrom von Spitzbergen ferngehalten werden. Man hat berechnet, dass jährlich ein Eisfeld von $2\,^1/_4$ Millionen Quadratkilometer mit einer mittleren Dicke von 6—7 m, einem Totalvolumen von 15000 km^3 entsprechend, aus dem Polargebiete hinausgeschoben wird. Wie gross auch diese Masse erscheinen mag, so ist sie doch relativ gering gegen die Wassermassen, welche von den grossen Meeresströmungen befördert werden. Der Golfstrom (in der Yucatanstrasse) führt z. B. eine gleich grosse Wassermasse in einem Tage, wie der Polareisstrom in einem Jahre. Es darf natürlicherweise nicht vergessen werden, dass der Polarstrom nicht nur Eis-, sondern auch noch viel bedeutendere Wassermassen mitführt.

Die Eisströmung findet hauptsächlich im Sommer statt. Auf den Eisfeldern, die zufolge der durch Wind und Strom entstehenden Eispressungen mit grobem Packeis erfüllt sind, schmilzt der Schnee vom Winter und dann der obere Teil des Eises. Das so gebildete Süsswasser fliesst zu grossen Tümpeln und seichten Süsswasserseen zusammen, welche allmählich durch Risse abfliessen.

In dieser Weise wird das Eis des nördlichen Polarmeeres in einigen Jahren umgesetzt und es giebt deshalb kein „uraltes Meereis" in den

Polarregionen, wie man sich früher häufig vorstellte. Wie abenteuerliche Vorstellungen man im Mittelalter von dem alten Eise hegte, geht aus der Erzählung Adams von Bremen hervor, dass es auf Island Eis gäbe, das wegen hohen Alters eine schwärzliche Farbe angenommen hätte und so trocken wäre, dass man es in Brand stecken könne.

Eine Eigentümlichkeit, die von der Erddrehung herrührt, ist der Umstand, dass die Ostküsten der Polarländer und Inseln viel mehr durch Eis heimgesucht sind als die Westküsten. Sehr auffallende Beispiele bieten Nowaja Semlja, Franz Josephs-Land, Spitzbergen und Grönland.

Die Eisfelder geben sich in grosser Entfernung durch den „Eisblink" kund, indem der Himmel (am Horizont) über den Eisfeldern einen hellen (weissen) Widerschein giebt. Im Gegensatz dazu zeigt der Himmel am Horizont über Wassermassen einen dunklen Ton. Dieser Unterschied rührt natürlich von der stark verschiedenen Reflexion des Lichtes an den Eisfeldern und am Wasser her.

Die Reise von Nansen bis zum 86. Breitegrad und die Tiefseelotungen, welche dabei gemacht wurden, wobei das Meer eine Tiefe von mehreren tausend Metern (bis 3800) zeigte, ebenso wie die regelmässige Eistrift über das polare Gebiet, macht es höchst wahrscheinlich, dass um den Nordpol herum tiefes Meer liegt. Es scheint also nach Nansens Meinung nicht wahrscheinlich, dass neue Nordpolarfahrten Entdeckungen von grösserer Tragweite, sei es in geographischer oder in physikalischer Beziehung bringen könnten.

Ganz anders liegen die Verhältnisse betreffs des südlichen Erdpols. Der Umstand, dass man beinahe überall bei der Annäherung zu dem Antarktis einem dicken Eiswall begegnet, von welchem Eisberge sich ablösen, deutet darauf hin, dass die Umgebungen des Südpols als festes Land anzusehen sind. Man hat auch an verschiedenen Stellen grosse Massen von Festland angetroffen, wie Victorialand und damit zusammenhängende Landpartieen (Wilkes Land) südlich von Australien, Enderby-Land, südlich von der Kergueleninsel und Graham-Land, südlich von Südamerika. Dicht an dem grossen Eiswall südlich von der Kerguelen-Insel hat die „Challenger"-Expedition Grundproben von grünem und blauem Thon in Tiefen von 2400—3300 m gewonnen, was auf die Nähe von Landmassen auch da hindeutet. Diese Landmassen bestehen hauptsächlich aus Granit und Gneiss und sind insofern als geologisch zusammengehörig zu betrachten. Wenn nun auch bei einem eventuellen Abschmelzen des Südpolareises es sich zeigen würde, dass grosse Teile

der Südpolarkalotte vom Meer bedeckt wären, so sind wohl doch diese Vertiefungen jetzt durch Landeis vollkommen ausgefüllt, wie die Ostsee in der grossen Eiszeit war und sie spielen deshalb genau dieselbe Rolle wie eine kontinentale Masse.

Wegen der unzureichenden Kenntnisse, welche wir betreffs dieses grossen Erdteils besitzen, hat seine Erforschung immer mehr das Interesse der Kulturvölker in Anspruch genommen. Biologische, hydrographische, geologische, paläontologische, erdmagnetische und meteorologische Fragen von grosser Bedeutung sind mit dieser Erforschung innig verknüpft.

IV. Das Wasser auf dem Festlande.

Die geographische Verbreitung des Eises auf dem Festlande. Im Winter fällt in Gegenden, die dem Äquator nicht allzu nahe liegen, der Niederschlag in fester Form als Schnee. Gleich nach dem Fallen ist der Schnee von sehr lockerer Konsistenz, indem er sehr grosse Mengen von Luft (nach schwedischen Messungen) bisweilen bis zu 11 mal des eigentlichen Schneevolumens einschliesst. Dadurch ist die Wärmeleitfähigkeit der Schneedecke auf ein Minimum herabgesetzt, was für die schlummernde Vegetation im Winter von grösster Bedeutung ist. Sie wird dadurch gegen allzu heftige Abkühlung, welche sie töten würde, geschützt.

Auch im Schnee können Organismen leben, wie der sogenannte „rote“ oder „grüne Schnee“ beweist. Die Färbung rührt von einer Unmasse kleiner Algen her. Dieselben kommen nur in Gegenden vor, wo der Schnee das ganze Jahr liegen bleibt.

Wie lange die Schneedecke liegt, hängt von meteorologischen Umständen ab. Diese Zeit kann deshalb in verschiedenen Jahren und zu verschiedenen Epochen sehr ungleich lang ausfallen.

Der anfangs lockere Schnee verwandelt sich bald unter dem Einflusse des Auftauens und Wiedergefrierens in einen körnigen Schnee, Firn genannt. Dieser spielt eine grössere Rolle nur in Gegenden, wo er das ganze Jahr liegen bleibt, d. h. oberhalb der sogenannten Schneegrenze.

Die Höhe der Schneegrenze hängt nicht nur von der Temperatur, sondern auch in hohem Grade von der Niederschlagsmenge, besonders der Schneemenge, ab. Die trockne Seite eines Berges hat deshalb eine viel höhere Schneegrenze als die feuchte. So z. B. liegt die Schneegrenze auf der Nord- bezw. Südseite Himalayas auf 5670 bezw. 4930 m

Höhe. Im Nordkaukasus, wo der trockne Wind von der Steppe weht, liegt die Schneegrenze 300—450 m höher wie in den südlicheren Teilen. An der Magalhãesstrasse, wo der Niederschlag äusserst reichlich ist, sinkt die Schneegrenze auf 800 m über das Meer.

Die Schneegrenze wird so definiert, dass an derselben im Winter ebenso viel Schnee fällt, wie im Sommer wegschmilzt. Nach dieser Definition geht die Schneegrenze nirgends auf der ganzen Erde bis zum Meeresspiegel. Die niedrigste bekannte Lage hat sie im Kerguelen-Archipel (300 m), die höchste in den Anden oberhalb von Atacáma (6000 m) und in Karakorum (Tibet, 5910 m). Ungewöhnlich hoch liegt sie in Sibirien wegen des trocknen Klimas daselbst. In den Alpen wechselt sie zwischen 2500 m (nördliche Kalkalpen) und 2900 m (Ortlergebiet).

Penck hat folgende Tabelle über die Höhe der Schneegrenze in verschiedenen Breiten zusammengestellt:

Breite	Nördliche Halbkugel	Südliche Halbkugel
0—10°	4200—4700 m (Anden v. Columbia)	4510—5050 m (Anden v. Ecuador)
10—20°	4280—4900 m (Mexiko)	4760—5920 m (Anden)
20—30°	3700 (Birma)—5300 m (Himalaya)	4500 (Ostcordilleren)—6000 m (Anden)
30—40°	2920 (Taurus)—5910 m (Karakorum)	1600—4480 m (Anden)
40—50°	1590 (Kaskadengebirge)—3810 m (Kaukasus)	300 (Kerguelen)—2380 m (Neuseel.)
50—60°	1360 (W. Norwegen)—3230 m (Sibir.)	550 (Süd-Georgien)—1220 m (Feuerl.)
60—70°	760 (Alaska)—1630 m (O. Norwegen)	—

Ein Teil der Schneeanhäufungen, welche oberhalb der Schneegrenze sich bilden, gleitet in Form von Lawinen (vgl. unten S. 400) zu niedriger gelegenen Stellen, ein nicht unbedeutender Teil dunstet ab.

Wenn aber der Schnee nicht in der einen oder anderen Weise von den Gebieten oberhalb der Schneegrenze entfernt wird, so packt sich immer mehr Schnee und Firn zusammen, bis unter dem wachsenden Drucke derselbe zusammenschmilzt und einen Gletscher bildet. Solche finden sich auch in allen Gegenden, welche über die Schneegrenze hinaufragen. Am mächtigsten sind sie da entwickelt, wo grosse Landstrecken über der Schneegrenze liegen und wo sie ein zusammenhängendes sog. Inlandeis bilden wie in Grönland und Spitzbergen. Einige Eispartieen in Skandinavien erinnern etwas an das Inlandeis (z. B. Justedalsbräen im westlichen Norwegen). Wenn der Boden sehr stark ausmodelliert ist, wie

in den Alpen, drängen sich die Firnmassen in enge Thäler zusammen und üben einen kolossalen Druck aus. Unter solchen Umständen bilden sich die langen Gletscherzungen, welche tief unter die Schneegrenze hinunterreichen. Gletscher giebt es auch in der Nähe vom Äquator auf den Anden und auf dem Kilimandjaro.

Die Bewegung der Gletscher wird durch die Regelation bedingt, d. h. die Eigenschaft, des Eises unter Druck zu schmelzen, um bei Nachlassen des Druckes wieder zu frieren. Dadurch erhält das Eis eine gewisse Plastizität und kann fliessen. Die Geschwindigkeit nimmt wie in einem gewöhnlichen Flusse vom Rande bis zur Mitte zu. Um dies zu untersuchen, hat man markierte Steine ausgelegt und deren Verschiebungen in Bezug auf feste Marken an der Bergwand annotiert. Die grösste Geschwindigkeit unter alpinen Gletschern hat der Mont Talèfre-Gletscher, sie beträgt 36 cm pro Tag. Im allgemeinen variiert die Geschwindigkeit der alpinen wie der skandinavischen Gletscher zwischen 40 und 100 m pro Jahr (für die Mittellinie). Diese Bewegung ist etwa 10^5—10^6 mal langsamer als diejenige der Flüsse. Höhere Geschwindigkeiten kommen da vor, wo riesige Niederschlagsmassen durch relativ enge Thäler Ausfluss finden, wie im Himalaya und bisweilen in den Abflüssen des Islandeises. Für einen grönländischen Gletscher hat Helland sogar eine Geschwindigkeit von 14 mm pro Minute (über 7000 m pro Jahr) konstatiert.

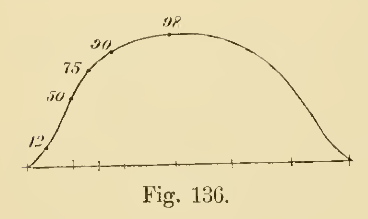


Fig. 136.

Am Rhonegletscher hat Forel die Änderung der Geschwindigkeit mit der Entfernung von der Mittellinie gemessen. Wenn die Geschwindigkeit in der Mitte 98 m pro Jahr betrug, war sie in $^1/_3$ dieser Entfernung 90 m, in der Hälfte 75 m, in $^2/_3$ 50 m, in $^5/_6$ 12 m, wie die nebenstehende Kurve (Fig. 136) angiebt.

Periodische Änderungen der Gletschergrösse. Es ist in den Alpenländern sehr wohl bekannt, dass die Gletscher bisweilen tiefer ins Thal hinunterdringen, bisweilen sich aber zurückziehen. Dies kann man auch sehr deutlich erkennen an der Lage der Endmoränen, welche aus Steinen bestehen, die vom Gletscher mitgeschleppt an dem Abschmelzungspunkte abgeladen wurden. Im Jahre 1897 waren von den 56 Schweizergletschern 12 im Anwachsen begriffen, 5 stationär und 39 rückschreitend. Im Ortler- und Adamellogebiet nahmen sie zu (etwa 7—8 m pro Jahr).

In Norwegen, Italien und Kaukasus sind die Gletscher in der letzten Zeit zurückgegangen.

Nach einer jüngst von Rabot gemachten Zusammenstellung über die Schwankung der Gletschergrösse sind die wichtigsten Züge derselben die folgenden: Vor dem 18. Jahrhundert hatten die Gletscher eine viel geringere Ausdehnung als jetzt. Dies gilt für eine Periode von mehreren Jahrhunderten und trifft in höherem Grade für die nördlichen Länder, besonders Island und Norwegen, als für die Alpenländer zu. Während des 18. und Anfang des 19. Jahrhunderts fand ein ausserordentlich grosses Wachstum der Gletscher statt. So z. B. verlängerte sich der Breidamerkur-Gletscher in Norwegen zwischen 1750 und 1880 um etwa 10 km. Am Ende des 19. Jahrhunderts war meistens ein kleiner Rückgang zu konstatieren, besonders in den Alpen.

Diese Schwankung der Gletscher hängt mit Klimaschwankungen zusammen. Besonders hat man dabei an die Brücknersche 35jährige Periode gedacht, in welcher kalt-nasse mit warm-trockenen Jahren abwechseln. Die kalt-nassen Perioden sind natürlicherweise für das Anwachsen der Gletscher förderlich. Jedenfalls bietet der Wechsel in der Ausdehnung der Gletscher ein sehr interessantes und scharfes Mittel, um klimatologische Änderungen mit der Zeit festzustellen. Er ist deshalb Gegenstand der Forschung einer internationalen Kommission geworden.

Zusammensetzung der Gletscher. Das Gletschereis besteht, wie man leicht durch Aufguss von einer gefärbten Flüssigkeit nachweisen kann, aus ziemlich unregelmässig geformten Körnern, die bis ein paar Centimeter grosse Dimensionen erreichen können. Diese Körner nehmen an Grösse stetig vom Firnfelde bis zum Endpunkte des Gletschers zu. Dieser Zuwachs beruht auf dem Zusammenschmelzen von mehreren kleinen Körnern unter Druck. Die Körner erweisen sich unter dem Polarisationsmikroskop als doppelbrechend, die Molekeln des Eises sind also in ihnen nach einer bestimmten Richtung orientiert. Während bei Eis, welches auf einer freien Wasserfläche sich bildet, die Krystallachse auf dieser Fläche senkrecht steht, so kann man nichts bestimmtes von der Orientierung der Krystallachsen in den Gletscherkörnern sagen. Während der Bewegung des Gletschers wird die Lage der Körner auch fortwährend verändert.

Wegen des ungleichmässigen Druckes werden die Eiskörner zerbrochen, wodurch ein stetiges Knistern des Gletschers entsteht. Die zerbrochenen Stücke frieren dann wieder zusammen. Ausserdem ist es

eine allgemeine auf der Wirkung der Kapillarkräfte beruhende Eigenschaft, dass zerbrochene Krystalle wieder ausheilen, und dass grosse Krystalle auf Kosten kleinerer anwachsen.

Das Eis bekommt Risse, wenn es über Unebenheiten gleitet, besonders an solchen Stellen, wo ein „Eisfall“ sich bildet. Diese Spalten erfüllen sich teilweise mit Schnee (im Winter) und dieser wird zusammengepresst zu weissen Bändern. Eine andere Struktur des Eises giebt sich als blaue „Blätter“ (Risse) im Eise, besonders am unteren Ende des Gletschers kund. Diese Blaublätterstruktur entspricht der Schieferung bei den Bergarten und hängt mit dem Drucke zusammen, sie steht auf der Richtung des stärksten Druckes senkrecht.

Zufolge der Zerspaltung geht die ebene Oberfläche der Gletscher häufig in eine Menge von Spitzen und Zinnen (Seracs) über.

Da das Eis eine höhere Temperatur als diejenige seines Schmelzpunktes nicht erreichen kann, und da dieser Schmelzpunkt mit steigendem Drucke um etwa 0,0075^{0} pro Atmosphäre sinkt, so folgt hieraus, das an dem abschmelzenden Ende des Gletschers die Temperatur von der Oberfläche, wo sie Null ist, fortwährend mit zunehmender Tiefe sinkt, und zwar um etwa 0,0007^{0} pro Meter. Diese unbedeutende Temperaturänderung mit der Tiefe ist auch konstatiert worden. Am Boden des Gletschers dringt Wärme aus dem Erdinnern hinauf, wodurch immer eine dünne Wasserschicht unter dem eigentlichen Gletscher liegt. Von der unteren Seite des Gletschers strömt für gewöhnlich ein Fluss aus dem sogenannten Gletscherthore heraus. Diese Wassermasse, welche aus Schmelzwasser des Gletschers besteht, wird teils aus der Unterseite des Gletschers gebildet, teils strömt Wasser zu ihr hinzu durch Risse, Spalten und Löcher von der Oberfläche durch den Gletscher hindurch. Auf der Oberfläche des unteren Teils des Gletschers sammelt sich das Schmelzwasser häufig in grösseren Rinnen und Teichen, durch welche das blaue Eis hindurchschimmert. Zuletzt stürzt das Wasser durch eine Spalte, woraus es einen „Eisbrunnen“ häufig aushöhlt. Der Gletscherbach hat, zufolge der Veränderlichkeit der Abschmelzungsgeschwindigkeit, eine Tagesperiode und eine Jahresperiode der Mächtigkeit.

Von den Felswänden, unter welchen der Gletscher hervorschreitet, fallen stetig Steine und Geröll auf ihn herunter und werden von ihm mitgeführt. Diese Steine, die, wenn sie liegen geblieben wären, Schutthalden aufgebaut hätten, bilden die sogenannten Seitenmoränen. Wenn zwei Gletscher zusammenfliessen, bilden die beiden aneinander grenzenden Seitenmoränen eine gemeinsame sogenannte Mittelmoräne auf

dem gemeinsamen Eisbette. Durch Zusammenfliessen von mehreren kleinen Gletschern können mehrere Mittelmoränen entstehen. Am Boden des Gletschers bilden sich aus Steintrümmern vom Gletscherbette und aus hinuntergefallenen Steinen und Sand eine sogenannte Grundmoräne, welche vom Gletscherbach bearbeitet wird. Durch Reibung gegeneinander und gegen den Boden bedecken sich diese Steine mit Schrammen und geben ein feines Pulver ab. Dabei entstehen auch die in der Bewegungsrichtung des Gletschers verlaufenden Furchen in dem unterliegenden Felsbette, welche als das beste Kennzeichen einer vergangenen Vereisung dienen. Auch im Innern des Gletschers kommen vereinzelte Steine vor, die von den Bergwänden zur Seite des Gletschers abstammen (Innenmoräne).

Alle diese Sammlungen von Steinen und Sand werden an der Abschmelzstelle des Gletschers abgeladen und bilden daselbst eine bogenförmige Endmoräne. An der Verschiebung derselben kann man Schlüsse ziehen über die vormalige Ausdehnung des Gletschers. Alte Endmoränen bezeichnen auch die Enden der Gletscher, welche nach der Eiszeit sich allmählich zurückzogen und diese Denkmäler ihrer Wirksamkeit hinterliessen. Die Gletscher, welche von dem Inlandeise, z. B. auf Spitzbergen und Grönland, herrühren, besitzen nur schwache, diejenigen des antarktischen Kontinents beinahe gar keine Moränenbildung an der Oberfläche, weil sie nur kurze Strecken längs Gebirgswänden hingeglitten sind.

Grössere Steine auf dem Gletscher schützen ihre Unterlage vor Abschmelzen und Verdunstung. Auf diese Weise entstehen die „Gletschertische“. Sand- und Schlammmassen geben in ähnlicher Weise zur Bildung von schuttbedeckten Eiskegeln Anlass.

Transportfähigkeit der Gletscher. Das an der Endmoräne abgelagerte Material wird zum Teil von dem Gletscherbache weiter befördert. Dies ist speziell mit dem feineren Staub der Fall, weshalb die Gletscherbäche eine charakteristische milchige Farbe besitzen. Ihr Schlammgehalt ist auch viel grösser als derjenige gewöhnlicher Flüsse (vgl. S. 431), indem pro m^3 in den Abflüssen folgender Gletscher folgende Anzahl Gramm Sinkkörper vorkommen (Zusammenstellung von Penck):

vier Gletscher auf Montblanc	237—887
Unteraargletscher	132
Memuruelf, Norwegen	1391
sieben Gletscher in Norwegen, Mittel . .	148

zehn Gletscher auf Grönland, Mittel . .	634
Isländische Gletscher, „ . .	975
Isortok-Gletscher, Grönland	943
Nassugtok-Gletscher, Grönland	207

Die Schwankung dieser Zahlen ist sehr bedeutend, so fand Duparc für die vier erstgenannten Gletscher im August 1890 und August 1891 folgende Zahlen:

	1890	1891
Tourgletscher	243	31
Argentièregletscher	535	139
Mer de Glace	483	452
Bossongletscher	2287	385
Mittel	887	237

Öyen fand in einem norwegischen Gletscherbach an einem Tage (28. Juli 1891) 547 g, am folgenden nur 36 g pro m^3.

Aus ähnlichen Daten und der Grösse der Moränablagerungen hat Öyen versucht, die jährliche Abtragung im Gletschergebiete zu berechnen und hat dabei grössere Zahlen als für die Flüsse gefunden (trotz der grossen Langsamkeit der Fortbewegung der Gletscher), nämlich:

	Abtragung in mm pro Jahr.
Vatnajökull, Island	0,647
Justedalsbräen, Norwegen	0,079
Galdhöitindgegend, Norwegen	0,054.

Nach dem Zurückziehen der Gletscher bleiben die Moränen zurück, welche meist nicht als Ackererde tauglich sind, und deshalb bewaldet sind. Sie geben der Landschaft häufig ein eigentümliches Gepräge. In Schweden, wo das Inlandseis stossweise abschmolz, liegen die Erdmoränen oft als lange Streifen von Schotter. Sie haben häufig zur Aufdämmung von Seen beigetragen. In Nordamerika werden einige charakteristische Moränen „Drumlins“ genannt. Eigentümlich für die nordische Landschaft sind auch die mehrere hundert Kilometer langen, aus abgerollten Steinen und Sand bestehenden, bis 50 m mächtigen, einige hundert Meter breiten „Åsar“ („Kames“), welche von den unter dem Inlandseis hervorfliessenden Glacierflüssen abgesetzt sind. Die Berghügel werden vom Eis glattgeschliffen und als „Rundhöcker“ nachgelassen.

Gletscherlawinen. Häufig passiert es, dass die herunterfallenden

Steine nicht auf dem Gletscher ruhig liegen bleiben, sondern längs der Gletscherfläche rutschen, wobei sie Furchen in die Oberfläche des Gletschers ritzen. Dieser Steinschlag kann für den Gletscherwanderer recht gefährlich werden, ist aber ganz unschuldig im Vergleiche zu den Gletscherlawinen. Bei diesen fängt ein Teil des Gletschers, gewöhnlicherweise eines sog. Hängegletschers, welcher nicht in ein Thal eingebettet ist, sondern über eine konvexe Felswand hinaushängt, an, auf seiner Unterlage zu rutschen und fällt zuletzt ins untenliegende Thal. So z. B. löste sich ein Teil, etwa 4 $^1/_2$ Millionen Kubikmeter, eines unbedeutenden Gletschers auf Altels in der Schweiz am 11. Sept. 1895 von der Umgebung ab und fiel längs der um etwa 30° geneigten 3 km langen Bergseite ins untenliegende Thal. Es wurden 6 Menschen und 169 Haustiere getötet. Die Eismassen wurden durch den entgegenstehenden Luftdruck und durch die Zermalmung während des Gleitens in einen feinen Eisregen zerstäubt. Wie gewöhnlich bei Lawinen stellte der starke Gegenluftdruck grosse Verheerungen an.

Dies sind die sogenannten Grundlawinen. Weniger verheerend, aber gewöhnlicher, sind die „Staublawinen“, welche aus frischem Schnee bestehen, und über die Gletscheroberfläche hinweggleiten. Diese können eine ganz rasende Geschwindigkeit erhalten und reissen dadurch grosse Steinmassen, Bäume und Erdmassen mit. In dem Hochgebirge sind keine Stellen von Lawinen geschont, sie werden deshalb von den Schneemassen geradezu reingefegt. Tiefer herunter gehen die Lawinen häufig längs bestimmten Bahnen (Lahngänge), wovon z. B. im Gotthardgebiete nicht weniger als 530 auf 325 km² von Coaz gezählt wurden.

Die Schneemassen mit darin eingeschlossenen Körpern bilden nach ihrem Herunterfallen die Lawinenkegel, welche bisweilen beim Auftauen ganz bedeutende Mengen von Schutt hinterlassen.

Eishöhlen, fossiles Eis. Bisweilen trifft man tief unter der Schneegrenze geschützte Stellen, wo der Schnee nicht schmilzt, sondern von Jahr zu Jahr liegen bleibt und sich zu Eismassen zusammenpackt. Dies kann nur geschehen bei einer Lage, wo Sonnenschein und starke Luftcirkulation ausgeschlossen sind, d. h. in Höhlungen, weshalb die Fundorte dieser Eisansammlungen Eishöhlen genannt werden. Die Eishöhlen, welche in einer Anzahl von 52 in den Alpen bekannt sind, enthalten im Innern grossartige Formationen von Eisstalaktiten. Im Karst und in dem Juragebirge sind sie auch nicht selten, dagegen kommen sie nicht in der skandinavischen Urgebirgsformation vor. Im allgemeinen soll die Lage dieser Eishöhlen eine solche sein, dass im

Winter die kalten Luftmassen hineindringen und nachher nicht umgesetzt werden, sondern stagnieren, sodass die Sonnenwärme nur geringe Wirkung ausübt.

In Sibirien und auch auf Alaska trifft man sog. fossiles Eis oder Steineis. Man ist der Ansicht, dass dieses Eis aus alten eingebetteten Gletschern entstanden ist. Das Eis ist durch eine Lehmschicht bedeckt, welche auch in die Risse und Spalten des Eises hineingedrungen ist. Diese Lehmmassen enthalten zahlreiche Reste einer alten Fauna und unter anderem wohlerhaltene Exemplare des Mammuts, sowie Massen von fossilem Elfenbein. Diese schlechtleitenden Ablagerungen haben das Eis bis auf unsere Zeit bewahrt.

Die Bildungsweise von fossilem Eis kann sehr gut an dem unter dem St. Eliasberg in Alaska befindlichen Malaspina-Gletscher studiert werden. Am äusseren Umrisse der aus mehreren grossen Gletschern zusammengeschmolzenen Eismasse ist dieselbe mehr als kilometerbreit von Geröll bedeckt, auf welchem Wald wächst. Diese Decke schützt den Gletscher vor vollständigem Abschmelzen in absehbarer Zeit und verwandelt den äusseren Gletscherrand in eine Art fossiles Eis.

Das Inlandeis auf Grönland. Die mächtigste Eismasse auf der Erde, diejenige ausgenommen, welche wahrscheinlicherweise den südpolaren Kontinent überlagert, ist die Eisdecke Grönlands. Man war früher gar nicht sicher, dass das Innere von Grönland mit Eis bedeckt sei, sondern man glaubte, dass vielleicht hinter den längs der Küste verlaufenden eisbedeckten Bergen ein eisfreies Binnenland sich ausbreite. Die Reisen von Nordenskiöld und Nansen haben diesem Glauben ein Ende gemacht. Nordenskiöld drang vom Sophia-Hafen auf etwa 70° n. Br. auf der Westseite von Grönland hinein, und sandte zwei mitgenommene ski-laufende Lappländer weiter ins Innere des Landes. Nach den Berichten dieser Lappländer dürften sie etwa die Mitte der Insel Grönland erreicht haben, ohne jedoch etwas anderes als eine nach allen Seiten sich ausbreitende Schneeebene gesehen zu haben. Diese Schneeebene wird zu den Seiten hin von schwer fahrbaren unebenen Teilen umgeben. Dieses Resultat wurde durch die grossartige Reise Nansens quer durch Grönland auf dem 64. Breitegrade völlig bekräftigt; wie ein kolossaler Schild von annähernd parabolischer Biegung deckt das Eis die grönländische Insel. Nur an vereinzelten Stellen ragen die höchsten Berggipfel, die sog. Nunataks, durch die Eisdecke, welche auf der Route Nansens eine maximale Höhe von etwa 2700 m erreichte. Die Eisdecke

ist danach an dieser Stelle wahrscheinlicherweise gegen ein paar tausend Meter dick.

Das Inlandeis ist nicht ganz frei von Vegetation, indem die Schneealgen auf ihr gedeihen; auch die Nunataks beherbergen eine kümmerliche niedrige Flora. Bis zu einer gewissen Höhe kommt auf dem Inlandeis ein eigentümlicher Staub, sogenanntes Kryokonit vor, welchem Nordenskiöld einen kosmischen Ursprung zuschrieb. Der Umstand, dass Nansen ihn nicht auf den höchsten Teilen vorfand, macht Nordenskiölds Ansicht ziemlich unwahrscheinlich. Auch auf den Gletschern der Alpen kommt solcher Staub vor.

Die Vereisung der übrigen arktischen Inseln nimmt etwa 250000 km² ein. Die Gletscher der nichtarktischen Erdteile decken etwa 1,7 Proz. der entsprechenden Gebirgsfläche oder etwa 50000 km², wovon die Gletscher der Ostalpen 1803 km² ausmachen. Die vereiste Landoberfläche schätzt Penck zu 7,4 Proz. des gesamten Festlandes (Antarktis eingerechnet).

Die Eiszeit. Diese Eismasse giebt ein getreues Bild von dem Zustand der nördlichen Länder Europas und Amerikas zur Zeit der grossen Eiszeit. Man ist jetzt darüber einig, dass es vor der gegenwärtigen Epoche wenigstens zwei Vereisungen gegeben hat, von welchen die erste durch grössere Ausbreitung gekennzeichnet war. Die nachstehende Kartenskizze (Fig. 137) zeigt die grösste Ausdehnung der Eisdecke. Von Skandinavien und Finnland breitete sich die Eismasse nach allen Seiten hinaus und wanderte in Richtungen, welche jetzt im Berggrund durch Glacialrisse gekennzeichnet sind. Die Westküste von Irland und Holland, der Harz und das Riesengebirge, die Gegenden von Kiew und Nischnij-Nowgorod wurden von diesen riesigen Eismassen berührt. Ost- und Nordsee wurden alle beide von den riesigen gleitenden, mehr als 1000 m dicken Eismassen ausgefüllt. Diese Eisdecke nahm eine Oberfläche von etwa 6 Mill. Quadratkilometer in Europa ein, während die grönländische Vereisung nur über ein Drittel dieses Gebietes ausgedehnt ist. Noch ausgedehnter war das damalige Inlandeis von Nordamerika, etwa 9 Mill. km².

Das Eis streckte sich bis zum Missisippi hinunter und ging auf der Ostseite bis zum 38. Breitegrad, wie die nachstehende Karte zeigt, während die Westseite Nordamerikas nicht völlig so stark vereist war. Gleichzeitig erstreckten sich die Eismassen in den Alpen, Kaukasus und anderen Bergketten gewaltig über ihre jetzigen Grenzen hinaus. Man hat beinahe auf der ganzen Erde Spuren einer starken Vereisung

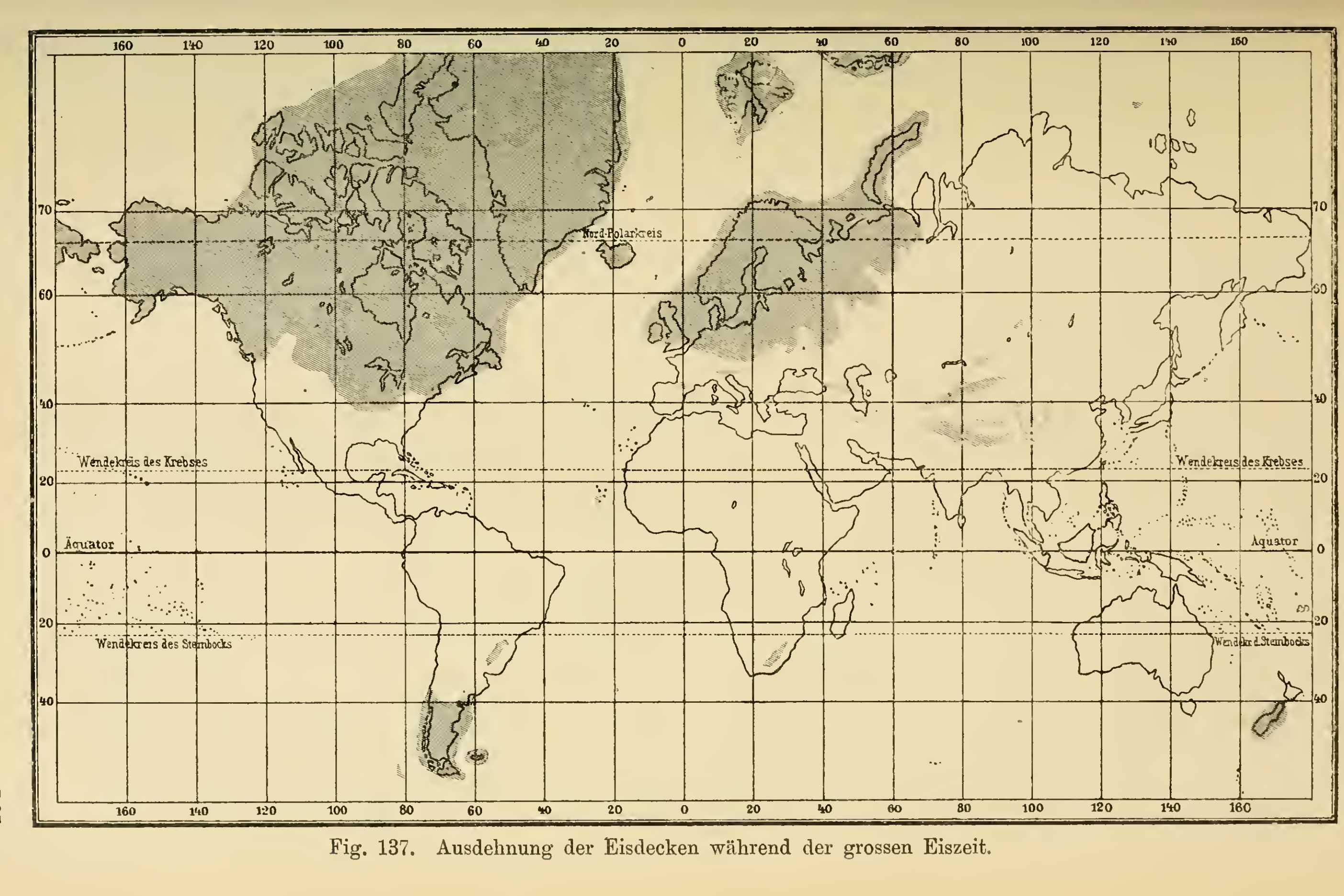


Fig. 137. Ausdehnung der Eisdecken während der grossen Eiszeit.

gefunden. Wahrscheinlicherweise trat die „grosse Eiszeit“ gleichzeitig auf der ganzen Erde ein, sie scheint aber in Europa und den östlichen Teilen Nordamerikas am stärksten entwickelt gewesen zu sein. Gleichzeitig traf auch nach aller Wahrscheinlichkeit die grösste Vereisung Südamerikas von Aconcagua (33° s. Br.) längs der chilenischen Küste und von den südlichen Provinzen Argentinas ein. Ebenso zeigt die Südinsel Neuseelands Spuren einer vollkommenen Vereisung, welche gleichzeitig eingetroffen sein dürfte. Schätzungen über die Temperaturverhältnisse an der jetzigen Eisgrenze und der damaligen führen zum Schluss, dass die Temperatur damals um etwa 4—5° niedriger als jetzt gewesen sein mag.

Nach dieser Eiszeit kam eine sogenannte Interglacialzeit, in welcher das Klima ungefähr wie das jetzige gewesen sein mag, und danach kam eine zweite, aber bedeutend geringere Vereisung in Europa, während welcher eigentlich nur Skandinavien und Finnland vereist waren.

Man hat sehr fleissig nach Eiszeiten in vergangenen geologischen Epochen gesucht, und die Mehrzahl der Geologen ist der Ansicht, dass nach Ende der Karbonzeit eine solche eingetroffen sei. Diese Vereisung hatte eine sehr eigentümliche Ausbreitung, indem Länder in der Nähe des Äquators davon betroffen wurden. Man hat Spuren derselben in den sogenannten Gondwana-Schichten in Afghanistan, in Indien, in Australien und in Afrika gefunden. Dagegen scheinen von dem Äquator entferntere Erdteile nicht von der Vereisung betroffen worden zu sein.

Man schätzt, dass seit Ende der zweiten Eiszeit etwa 50000 (zwischen 18000 und 100000) Jahre verflossen sind. Diese Schätzung kann natürlicherweise keine grossen Ansprüche auf Genauigkeit machen, sie zeigt nur, wie sehr kurze Zeit, geologisch gesprochen, nach derselben verflossen ist. Demnach wäre es auch nicht undenkbar, dass dieselben Ursachen sich nochmals geltend machen könnten und eine annahende neue Eiszeit die Kultur von Europa und Amerika vertreiben könnte. Deshalb bietet die Ergründung der Ursache der Eiszeiten ein ungemein grosses Interesse.

Die Süsswasserseen. Im Vorigen haben wir die Hauptmasse des Wassers auf der Erdoberfläche, den Ocean, behandelt. Es erübrigt jetzt einige Worte über die Binnenseen zu sagen, welche bisweilen eine sehr ausgedehnte Oberfläche einnehmen und eine dementsprechend grosse Wassermenge enthalten. Die grössten Süsswasserseen befinden sich in Nordamerika, wo die zum selben System gehörigen Superior (83627 km^2), Huron- (61340 km^2), Michigan- (etwa 60000 km^2), Erie- (25000 km^2)

und Ontario-Seen (19823 km^2) ein wirkliches Binnenmeer bilden von zusammen 250000 km^2. Von den kanadensischen Seen haben viele eine grosse Ausdehnung; der grösste ist der grosse Sclavensee (21700 km^2). Der grösste See Südamerikas ist Titicaca (8331 km^2). In Asien kommt an Grösse zuerst der Baikalsee von 30180 km^2. Sehr grosse Flächen nehmen auch die afrikanischen Seen ein (Victoria Nyanza 84000 km^2, Tanganyika 32700 km^2, Tsad 27000 km^2), sie sind nicht genau ausgemessen. Die grössten Seen Europas sind Ladoga und Onegasee (18130 bezw. 9752 km^2) und die schwedischen Seen Wenern, Wettern und Mälaren mit 5568, 1900 und 1163 km^2 Oberfläche. Andere bedeutende Seen in Europa sind die schweizerischen (Genfer-See 578 km^2, Bodensee 539 km^2, Vierwaldstädtersee 113 km^2), der Plattensee in Ungarn, einige Alpenseen in Bayern und Österreich.

Aus dem Studium der Fauna der Binnenseen und der Flora an ihren Küsten hat man geschlossen, dass sie im allgemeinen relikte Teile von alten Meeren sind. So zeigte zuerst Lovén, dass der schwedische See Wettern in ganz später Zeit mit dem Kattegat in Verbindung gestanden haben muss, was sich auch später bestätigt hat. De Geer hat gezeigt, dass am Ende der Eiszeit, als noch das Landeis über dem grösseren Teil Schwedens lag, Mittelschweden, wo jetzt die grossen Seen sich vorfinden, unter der Meeresoberfläche sich befand, sodass die Ostsee einen grossen Busen von der Nordsee ausmachte. Gleichzeitig waren die grossen Seen Ladoga und Peipus und das kolossale finnländische Seensystem nur Ausbuchtungen der damaligen Ostsee („Yoldiameer“). Später hob sich das Land, sodass die Ostsee ein kolossales Süsswassermeer (Ancylussee 570000 km^2, während die jetzige Ostsee 415480 km^2 enthält) bildete, wobei Wenern noch der Nordsee angehörte. Zuletzt wurde nach Senkung von Dänemark die Ostsee durch die beiden Belte und den Sund mit der Nordsee vereinigt („Littorinameer“), wonach allmählich die jetzige Ostsee durch Hebung entstand.

In eben derselben Weise ist man der Ansicht, dass die oberitalienischen Seen (Lago maggiore 210 km^2, L. di Garda 350 km^2, L. di Como 193 km^2 und L. di Lugano 50 km^2) als Fjorde einer einstigen Ausbuchtung des Adriatischen Meeres, welcher jetzt durch Hebung des Landes geschwunden ist, betrachtet werden können. Ebenso wären die schottischen Lochs als alte Fjorde anzusehen. Durch Rückgang des Meeres kann eine ähnliche Wirkung zustande gebracht werden, so z. B. sind das Kaspische Meer, der Aral- und der Balkasch-See als Überreste eines grossen „sarmatischen Meeres“ anzusehen. Der eigentümlichste Relikten-

see ist der Tanganyikasee, in welchem man in letzter Zeit eine Fauna angetroffen hat, welche auffallend an diejenige der Meere der Jurazeit erinnert (vgl. S. 465).

Die Natur strebt die Seen zu entfernen, und zwar in zweierlei Weise. Teils strebt der Abfluss des Sees eine immer tiefere Rinne zu graben und dadurch den See abzuzapfen; in dieser Beziehung sei an den Niagarafall erinnert, welcher allmählich zurückschreitet und zuletzt den Wasserspiegel der grossen nordamerikanischen Seen bedeutend senken wird. An der anderen Seite wird von den Zuflüssen Schlamm zum See geführt, welcher sich im Seebecken absetzt und dasselbe allmählich ausfüllt. Diese Zufuhr von Schlamm kleidet auch den Seeboden (ähnlich dem Boden des Oceans) mit einer wasserdichten unteren Schicht aus, welche verhindert, dass Wasser davon durch unterirdische Gänge abfliesst. In den Karstgegenden ist diese Zustopfung der unterirdischen Gänge nicht gänzlich ausgeführt, wie z. B. bei dem bekannten Zirknitzer See, dessen Wasserstand durch diese unterirdischen Kanäle geregelt wird, sodass er plötzlich anschwellen oder austrocknen kann.

Ein anderer Prozess, welcher zur Vertilgung der Seen in temperierten Gegenden beiträgt, ist die Vermoorung derselben. Die Seepflanzen bilden eine dicke Decke, welche allmählich unten abstirbt und in Torf übergeht, während sie oben zuwächst. Zuletzt können sich höhere Landpflanzen ansiedeln, der See ist verschwunden und hat einem Torfmoor Platz gegeben.

Massenweise, wie in einigen Teilen von Nordamerika, Skandinavien und speziell Finnland treten deshalb Seen nur da auf, wo der Boden vor verhältnismässig kurzer Zeit durch andere Umstände, als fliessendes Wasser, profiliert worden ist. Im erwähnten Beispiel war es die Eiszeit, welche hauptsächlich durch Moränenablagerungen die jetzigen Formen der Seen und die vielen Wasserfälle bedingte. Andere Seen sind durch Verwerfungen der Erdkruste entstanden.

Abflusslose Seen. Das Wasser der Binnenseen kann nicht auf absolute Reinheit Anspruch machen. Die zufliessenden Ströme führen aus dem durchströmten Boden Salze hinzu und der Abfluss führt solche weg. Wenn kein Abfluss vorhanden ist, wie bei mehreren Seen in wärmeren Gegenden, wo der Wasserstand durch die Abdunstung konstant gehalten wird, nimmt die Salzmenge immer mehr zu und es entstehen Salz- oder Bitterseen. Sonderbarerweise enthalten jedoch einige dieser Seen rein süsses Wasser, wie der Tsadsee in Centralafrika, was nur davon abhängen kann, dass die Zuflüsse sehr salzarm sind oder

hauptsächlich Salze enthalten (Eisen- und Kalksalze), welche bald von Organismen ausgefällt werden. Die Salzseen kommen hauptsächlich in den subtropischen Gegenden vor. Ihr Salzgehalt nimmt stark gegen die Oberfläche hin ab. Besonders im Winter ist ihre Oberfläche relativ süss. Dies hängt von dem Zufluss von süssem Flusswasser und von Regenwasser ab, welches im Winter am langsamsten verdunstet. Die



Fig. 138. Abflusslose Gebiete der Erde.

Erdteile, welche keinen Abfluss zum Meer besitzen, sind in der Karte Fig. 138 durch Schraffierung gekennzeichnet.

Die Salzseen sind teilweise von grosser industrieller Bedeutung, indem man aus ihnen nützliche Salze gewinnt. So z. B. liefert der Eltonsee jährlich 100000 Tonnen Kochsalz, seine Nachbarseen 150000 Tonnen. Die gewöhnlichsten Salze, welche aus solchen Seen erhalten werden können, sind Chlornatrium, Natriumkarbonat, Natriumsulfat, Magnesiasalze, Gips und an einigen Stellen Borax. In Europa befinden sich ein paar kleine Natronseen nahe Debreczin in Ungarn und der Eltonsee auf der südrussischen Steppe, welcher hauptsächlich Chlormagnesium und Chlornatrium enthält. Der letztere ist mit den Salzseen Südsibiriens verwandt, welche Kochsalz, Magnesiumsulfat und Gips ausscheiden. Von dem Karabugasbusen des Kaspischen Meeres (439418 km²), welches

diesem Meerbusen jährlich 350000 Tonnen Salz abgiebt und vom Toten Meer (1595 km²), dessen Salzgehalt 25 Proz. erreicht, ist schon oben die Rede gewesen. Der grosse Aralsee (69685 km²) enthält nur 1,5 Proz. Salze. In Kleinasien giebt es mehrere kleine Salzseen, welche auf Kochsalz verarbeitet werden. Sehr salzig sind ausserdem die armenischen Seen Urmiah, der salzhaltiger als das Tote Meer und speziell reich an Jod ist, und Wan, mehrere Seen in Iran und nördlich von dem Himalaya. Am Suezkanal liegen einige Bitterseen, an der Grenze zwischen Tunis und Algier die „Schotts". Diese, ebenso wie die im Kapland und Rhodesia massenhaft vorkommenden „Brakpans" und „Zoutpans" (zu welchen der grosse Ngami-See als abflusslos, obgleich er süsses Wasser hat, zu rechnen ist), geben Kochsalz. Grosse Salzseen finden sich auch in Nordamerika, wovon Great Salt-Lake (4691 km²) der bekannteste ist, dessen Wasser 22 Proz. Kochsalz und ausserdem andere Salze enthält. Ein anderer Salzsee ist der Monrosee. Mehrere Seen in Kalifornien liefern Borax, ebenso wie die Seen bei Copiapó in Chile, Südamerika.

Diese Salzseen sind insofern von Bedeutung, als aus ihnen Salzlager sich absetzen, welche denjenigen entsprechen, welche, wie z. B. die Stassfurter und Wieliczka-Salzablagerungen, sich in geologisch sehr entfernten Zeiten absetzten und jetzt in grösstem Maassstabe von der Industrie in Anspruch genommen werden. Über die Art und Weise, in welcher die Salzablagerung stattgefunden hat, werden seit einiger Zeit von van t'Hoff und seinen Schülern sehr eingehende Untersuchungen ausgeführt, welche teilweise zu sehr interessanten Schlüssen geführt haben (vgl. S. 291).

Die Farbe und Temperatur der Binnenseen. Die Farbe der Binnenseen folgt im allgemeinen denselben Gesetzen wie diejenige des Oceans. Sehr klares Wasser haben im allgemeinen die Salzseen wegen der schnellen Sedimentation. Die Farbe hängt von der Menge und Art des zugeführten Flussschlammes ab (vgl. S. 374). Sie wechselt häufig mit der Jahreszeit, indem zu verschiedenen Jahreszeiten eine verschiedene Vegetation in ihnen herrscht. Dies hängt mit der Temperatur, besonders in den Oberflächenschichten der Seen, zusammen. Diese bietet eine Eigentümlichkeit, indem in einer gewissen Tiefe die Temperaturveränderung mit der Tiefe kolossal schnell, häufig zum Betrag von 4° pro Meter, vor sich geht, während oberhalb und unterhalb dieser Stelle, der sogenannten Sprungschicht, die Temperaturänderung sehr allmählich vor sich geht. Diese Sprungschicht liegt in verschiedener

Tiefe, meist zwischen etwa 10 und 20 m. Die Sonnenwirkung dringt nicht sehr tief ins Seewasser hinein. Wegen des Dichtemaximums des Wassers bei + 4° sinkt in der gemässigten Zone im Winter die Temperatur des Seewassers auf + 4° C., wonach das so abgekühlte Wasser zu Boden sinkt, bis die ganze Wassermasse + 4° C. besitzt. Spätere Abkühlungen erhöhen das Volumen des Wassers, sodass die abgekühlten Wassermassen nicht mehr heruntersinken, sondern oben bleiben, wonach die weitere Temperaturerniedrigung nur durch Leitung äusserst langsam vor sich geht. Im Winter ist infolgedessen ein solcher See oben am kältesten und unten am wärmsten. Das Gegenteil findet im Sommer statt; nachdem der ganze See auf + 4° C. durchgewärmt ist, werden die oberen Schichten noch mehr erwärmt, aber bleiben wegen der geringeren Dichte oben liegen, sodass die Temperaturzunahme in unteren Schichten nur infolge von langsam vor sich gehender Leitung erfolgen kann. Im Sommer wird also die Temperatur oben am höchsten sein. Die polaren Seen, bei welchen die Temperatur nicht über 4° C. steigt, verhalten sich wie die Seen der gemässigten Zone im Winter, die tropischen Seen, bei welchen die Temperatur nie unter + 4° C. sinkt, dagegen wie die Seen der gemässigten Zone im Sommer.

Man hat das Vorkommen der Sprungschicht in der Weise erklären wollen, dass an der Oberfläche des Sees eine tägliche Periode der Temperatur vorkommt. Durch die nächtliche Abkühlung wird eine Art Cirkulation zustande gebracht, welche sich bis zu einer gewissen Tiefe erstreckt, bei welcher die Temperatur genau so hoch ist, wie diejenige der in der Nacht von der Oberfläche herabsinkenden Massen. Bis dahin herrscht also (nachts) eine sehr gleichmässige Temperatur, und von da ab findet die eigentliche Wärmeleitung statt, welches zur Folge hat, dass in den nächsten Schichten der Temperaturfall sehr hoch ausfällt.

Bei seichten Seen kann natürlicherweise im Winter die Temperatur am Boden unterhalb + 4° C. sinken und im Sommer diesen Wärmegrad übersteigen, da in ihnen gewissermaassen die unteren Schichten fehlen. Ebenso kann der Zufluss von kälterem Wasser oder die Cirkulation im Winter so stark sein, dass die Temperatur stellenweise unter 4° sinkt.

Zufolge der Zunahme der Kompressibilität des Wassers bei sinkender Temperatur liegt das Dichtemaximum bei höheren Drucken (in tieferen Seen) unter 4°.

Als Beispiele der Wärmeverhältnisse der Binnenseen gebe ich folgende Daten über die Temperatur für das Jahr 1900 nach Forel:

Genfer See, 46° 21′ N. Br., 6° 38′ E. L. v. Gr.

Tiefe	12. März	7. Mai	16. August	14. Nov.
0 m	6,9°	13,9°	19,1°	11,6°
5	6,2	11,0	17,6	—
10	6,1	8,0	16,8	—
15	6,0	7,1	12,6	—
20	5,95	6,7	9,8	11,6
30	5,9	6,5	8,1	8,8
40	5,9	6,3	6,9	7,5
60	5,85	6,0	6,2	6,5
80	5,8	5,8	5,9	6,1
100	5,8	5,8	5,8	6,0
150	5,8	5,8	5,8	5,8
280	5,8	5,3	5,5	5,6
309	5,1	5,2	5,3	5,3

Mjösen, Norwegen, 60° 22′ N. Br., 11° 15′ E. L. v. Gr.

Tiefe	11. März	18. April	6. Juni	10. Sept.	18. Nov.
0 m	0,33°	1,40°	4,90°	12,60°	—
5	0,63	1,40	4,65	12,70	5,80°
10	0,98	1,10	5,60 (?)	12,50	5,80
20	1,84	1,85	4,10	10,50	5,80
40	2,59	2,75	4,00	6,30	5,80
60	3,10	3,25	4,00	4,75	4,90
80	3,45	3,60	4,00	4,30	4,60
100	3,60	3,85	4,00	4,10	4,30
150	3,80	3,80	3,90	3,90	4,60 (?)
200	3,80	3,80	3,80	3,80	4,00
300	3,75	3,75	3,65	3,75	3,80
420	3,70	3,70	3,80	3,60	3,80

Ladoga, 61° 22′ N. Br., 30° 42′ E. L. v. Gr.

Tiefe	24. April	6. Juni	29. Juli	11. Sept.	17. Okt.
0 m	0,24°	2,07°	8,56°	9,09°	7,72°
10	0,25	—	8,35	9,12	—
20	0,39	2,05	7,85	7,38	7,77
30	0,81	—	4,90	5,87	—
40	1,15	2,08	4,20	4,69	7,72
60	1,81	2,10	3,95	4,39	7,52
80	2,10	2,06	3,94	4,34	6,47

Ladoga, 61° 22′ N. Br., 30° 42′ E. L. v. Gr.

Tiefe	24. April	6. Juni	29. Juli	11. Sept.	17. Okt.
100 m	2,20°	2,06°	3,93°	4,28°	5,61°
150	2,46	2,08	3,85	4,15	4,60
200	2,67	2,07	3,75	4,00	4,25

Enare, Lappland, 69° 34′ N. Br., 27° 50′ E. L. v. Gr.

Tiefe	23. März	30. Mai	7. Juli	6. Aug.	2. Sept.	2. Okt.	1. Nov.
0 m	0,1°	1,4°	6,2°	13,1°	8,1°	6,0°	1,5°
5	—	1,3	7,5	12,4	8,2	6,2	2,0
10	0,6	—	—	—	8,5	—	2,5
20	0,7	1,3	5,5	12,0	9,0	6,2	2,6
30	0,8	1,4	5,2	11,9	9,3	6,2	3,2
40	1,4	1,4	5,1	11,8	9,6	6,1	3,2
50	—	—	5,0	—	9,5	6,2	3,4
60	1,6	—	—	10,5	9,0	6,2	3,4
70	—	—	4,5	—	—	—	—
80	1,6	—	—	10,0	8,2	6,2	—

Diese Daten scheinen zu bestätigen, dass bei hohen Drucken das Dichtemaximum unter 4° liegt (vgl. die Ziffern für Mjösen). Die jährliche Wärmeschwankung dringt viel tiefer hinein als man vermuten könnte. Forel schätzt die Tiefe, deren Temperatur sich ändert, für den Genfer See zu 100—150 m, für Loch Katrine, Schottland, zu mehr als 150 m, für Mjösen und Ladoga zu mehr als 220 m. Die genannte Tiefe scheint demnach um so grösser zu sein, je nördlicher der betreffende See liegt. Dies kann nicht von dem Eindringen der Sonnenstrahlung herrühren, die schon in einigen Metern Tiefe äusserst schwach ist. Die wahre Ursache ist noch unbekannt. Ebenso nimmt sonderbarerweise der tägliche Wärmegewinn in der warmen Jahreszeit mit der geographischen Breite zu. So war in den folgenden Zeitabschnitten vom Jahre 1900 die Zunahme der Wärmemenge ($\triangle W$ in cal) pro Tag und cm^2 in folgenden Seen:

	N. Br.	Zeitraum	W	Tage	$\triangle W$ cal
Genfer See . . .	46	17. März bis 16. Aug.	23850	157	152
Loch Katrine . .	56	10. März bis 6. Sept.	41610	180	231
Wettern, Schweden	58	3. Juni bis 2. Sept.	27640	91	304
Mjösen	60	18. April bis 10. Sept.	43880	145	302
Ladoga	61	24. April bis 17. Okt.	89300	176	507
Enare	69	23. März bis 6. Aug.	82400	136	606

Dieses anfangs sehr eigentümlich erscheinende Resultat stellt Forel in Zusammenhang mit der jährlichen Schwankung der Lufttemperatur, welche (auf der nördlichen Halbkugel) stetig mit der Breite zunimmt. Sie beträgt nämlich für:

Nördl. Br.	0	20	40	60	80°
Schwankung	0,8	6,4	19,1	29,8	35,3° C.

Zum Vergleich mit diesen Zffern möge die Temperaturverteilung in Ålands-Haf (Ostsee) auf 60° 13′ n. Br. und 19° 3′ E. L. v. Gr. am 23. Juli 1900 dienen (die erste Ziffer giebt Tiefe, die zweite Temperatur an):

0 m	14,44°	60 m	1,44°	150 m	2,94°
10	12,57	70	1,97	175	3,17
20	6,55	80	2,33	200	2,57
30	1,41	90	2,44	225	3,07
40	0,96	100	3,26	250	2,36
50	1,04	125	1,63		

Diese unregelmässige Verteilung hängt, wie oben angedeutet wurde, mit dem nach unten zunehmenden Salzgehalt zusammen. Sonst könnten die Schichten in 40 m und 100 m Tiefe nicht ihre Lage beibehalten.

Binnensee-Eis. Nachdem die Temperatur des Oberflächenwassers in Süsswasserseen unter 0° C. gesunken ist, fängt die Eisbildung an. Man sieht, wie lange Eisnadeln über die Wasserfläche von bestimmten Krystallisationscentren auswachsen, gewöhnlicherweise von dem Ufer, wo die Abkühlung wegen der geringen Tiefe am schnellsten fortschreitet. Zwischen diese Eisnadeln legen sich Querstäbe und zuletzt ist die ganze Oberfläche mit einer dünnen Eishaut überzogen. Dauert die Kälte an, so verbreitet sie sich nach unten durch Wärmeleitung und zufolge der Gesetze der Wärmeleitung geschieht dies um so langsamer, je dicker die Eisdecke wird, sodass bei konstant bleibender Kälte eine viermal so lange Zeit vergeht, um eine doppelt so dicke Eisdecke zu bilden, wie zur Bildung einer Eisdecke von der einfachen Dicke. Durch dieses immer langsamer geschehende Gefrieren wird die Eisdecke verhindert, an unseren Flüssen und Seen eine übermässige Dicke anzunehmen.

Im Frühling, wenn das Eis zu schmelzen anfängt, wird es locker und porös und nimmt demzufolge eine mehr schneeweisse Farbe an. Zuletzt zerbröckelt es unter dem Einflusse von Wind und Wasserströ-

mungen und wird von den Wogen fortgetragen. Die Zeit der Eislegung und des Aufganges von Seen und Flüssen ist an vielen Örtlichkeiten seit langer Zeit annotiert worden. Daraus kann man viele interessante Schlüsse über klimatische Verhältnisse in alten Zeiten ziehen. Das Aufgehen der Flüsse und Seen im Frühling hängt natürlicherweise mit dem Vorrücken der Wärme nach dem Norden zusammen. Dies hängt wiederum teils von denselben Umständen ab wie das Abschmelzen der Schneedecke, von welchem oben gesprochen wurde. Woeikof zeigte, dass die grossen Flüsse von Nord- und Westrussland, besonders die Neva, aber auch Düna (bei Riga) und Dwina (bei Archangelsk) alle zwei Jahre, nämlich den Jahren mit geraden Jahreszahlen ihre Eisdecken früher abwerfen als in den Jahren mit ungeraden Zahlen. Dieselbe Regelmässigkeit gilt im allgemeinen für das Abschmelzen der Schneedecke in Upsala, und diese Regelmässigkeit hängt wiederum mit dem Anschwellen des „europäischen“ Zweiges des Golfstromes zusammen, wie Pettersson gezeigt hat. Interessant ist es, dass nach Woeikof die Flüsse von Süd- und Südostrussland, namentlich Wolga (bei Astrachan) und der Don an seinem unteren Lauf das umgekehrte Verhalten zeigen. Natürlich ist es, dass daselbst der Einfluss des Golfstroms sehr zurücktritt, warum aber eine Umkehr stattfindet, ist noch nicht klargestellt.

Der finnländische Meteorologe Levänen zeigte, dass der Eisgang im Kumo-Fluss in Finnland um so früher vor sich geht, je höher die Sonnenfleckenfrequenz ist, wie oben hervorgehoben wurde (vgl. S. 145).

Sümpfe und Moore. Bisweilen sind die Seen sehr seicht und voll Vegetation, sie gehen dann in den Sumpf- oder Moorzustand über. Das Wasser in diesen braucht nicht gänzlich zu stagnieren, sondern kann langsam cirkulieren, wie z. B. in den Zypressensümpfen am niederen Laufe Missisippis. Die Sümpfe nehmen in den Tropen eine grosse Oberfläche ein, so z. B. sind grosse Teile Afrikas versumpft. Im hohen Norden werden sie durch die Tundren repräsentiert, welche nur einige Wochen im Sommer aufgetaut sind. Die Tundren breiten sich von der Halbinsel Kola nach Osten längs der russischen und sibirischen Nordküste zu einer Breite von 400 bis 800 km aus. Grosse Sümpfe kommen in Europa in den polnischen Grenzlandschaften Russlands vor. Berüchtigt sind als Malariaherde die pontinischen Sümpfe und die toskanischen Maremmen in Italien. Ist die Vegetation auf einem Sumpfe so kräftig und dicht, dass derselbe trafikabel ist, wird er Moor genannt. Die gewöhnlichsten Pflanzen in dieser Sumpfflora in Europa sind Sphagnum-Arten. Moore sind in Holland, Deutschland, besonders dem

nordwestlichen Teile, und Skandinavien sehr gewöhnlich. Der Torf wird an vielen Stellen aus den Mooren ausgegraben, getrocknet und als Brennstoff verwendet. Auch wird daraus Torfstreu dargestellt, welches wegen seinen desinficierenden Eigenschaften Anwendung findet. In Irland kommt es bisweilen vor, dass Moore plötzlich ihren Inhalt über naheliegende Gegenden ausschütten, wodurch bisweilen nicht unbedeutende Verheerungen entstehen.

Das Grundwasser. Von den Niederschlagsmengen, welche auf den Boden fallen, verdunstet ein Teil als Wasserdampf in die Luft, ein anderer Teil fliesst zu Flüssen und anderen Wasserzügen ab. Ein nicht unbeträchtlicher Teil dringt aber in das Erdreich hinein und giebt da zum Grundwasser Anlass. In Deutschland sind die drei Teile ungefähr gleich gross. Dieses Grundwasser dringt so tief hinein, bis es eine undurchlässige Erdschicht antrifft, wo es zur Seite abfliesst oder liegen bleibt. Der Stand des Grundwassers schwankt je nach dem Zu- und Abfluss und folgt in dieser Beziehung nahezu den Schwankungen des Flusswasserstandes.

Das Grundwasser ist in hygienischer Beziehung von grosser Wichtigkeit. Ein gleichbleibender Grundwasserstand ist der nützlichste, wogegen ein heftiges Sinken desselben nach einem vorangegangenen Steigen der Entwickelung von krankheitserregenden Bakterien sich sehr förderlich zeigt. Die Trockenlegung des Bodens, die Abführung des Tageswassers und besonders der Auswurfstoffe dicht bevölkerter Gegenden durch Drainierung ist deshalb eine von den wichtigsten Maassregeln zur Schöpfung eines günstigen sanitären Zustandes. Deshalb sind die Städte, deren Grundwasser in älteren Zeiten durch das mit allen möglichen Krankheitskeimen aus dem Abfall inficiert waren und die infolgedessen eine hohe Sterblichkeit aufwiesen, durch die Kanalisationsanlagen der neueren Zeit auf eine ebenso gute oder bisweilen bessere sanitäre Stufe als das Land gebracht.

Quellen und Brunnen. An einigen Stellen tritt das Grundwasser, indem es längs einer undurchlässigen Schicht läuft, ans Tageslicht, wo eben diese Schicht selbst an die Oberfläche tritt. Eine solche Stelle heisst Quelle. An anderen Stellen geschieht dies nicht, sondern man muss, um zu den wasserführenden Schichten zu gelangen, ein Loch (Brunnen) in die überlagernden Schichten bohren.

Ein Teil des Grundwasssers sickert direkt in die Flüsse oder in das Meer.

Die Quellen halten eine nahezu konstante Temperatur im ganzen

Jahre, weil das Wasser durch so tiefe Schichten gelaufen ist, dass in denselben die jährliche Temperaturschwankung sich nicht geltend macht. Weil sie aus tieferen Schichten stammen, ist das Wasser gewöhnlicherweise etwas wärmer als die mittlere Jahrestemperatur am betreffenden Ort. An Bruchstellen in der Erdoberfläche und besonders in vulkanischen Gegenden, wo relativ heisse Erdlager nahe an die Oberfläche hinaufreichen, sind die Quellen häufig sehr warm, sie werden dann Thermen genannt und werden zu Bädern benutzt. Häufig halten diese warmen Wässer relativ grosse Mengen Mineralbestandteile aufgelöst, sie dienen dann zu medicinischen Zwecken (Mineralquellen).

Die gewöhnlichen Quellen halten in erster Linie die Gase der Luft aufgelöst, nämlich Sauerstoff, Stickstoff und Kohlensäure und geringe Mengen von Argon und Helium. Durch die Anwesenheit der Kohlensäure wird das Wasser befähigt, Calciumkarbonat in grösserer Menge aufzulösen. Aus den Mineralstoffen in der Erde löst das Wasser auch Chlornatrium, Gips, Phosphate und geringe Mengen Kieselsäure. Gewöhnliches Quellenwasser enthält im Mittel auf 100000 Teile Wasser etwa 32 Teile feste Stoffe, darunter 8 Teile Calciumkarbonat und ebenso viel Kochsalz. Brunnenwasser dagegen hält im Mittel 89 Teile feste Stoffe, worunter 15 Teile Calciumkarbonat und 28 Teile Kochsalz auf 100000 Teile. Ammoniak und Nitrate im Wasser sind Anzeichen, dass es organische Substanzen aufgenommen hat. Die Thermen enthalten sehr grosse Mengen Mineralbestandteile, Schwefelwasserstoff, Kohlensäure, bisweilen Borsäure (in Italien) und Chlorwasserstoff oder Schwefelsäure (in Japan). Die Mineralwässer sind ausgezeichnet durch Gehalt von Eisenoxydulsalzen (speziell Karbonat), Magnesiumsulfat (Bitterwasser), Lithiumsalzen, Natriumsulfat, Natriumkarbonat, in seltenen Fällen Strontium, Mangan (Pyrmont), Arseniate u. s. w. Sie werden gerade wegen des Gehaltes an diesen Salzen aufgesucht. Es verdient vielleicht erwähnt zu werden, dass Bunsen Salze der seltenen Metalle Rubidium und Caesium in Quellenwasser entdeckte. Zu den Mineralquellen gehören auch die Geysire, von welchen oben die Rede war (vgl. S. 304).

Als Beispiele der Temperaturen in heissen Quellen mögen folgende Daten für einige der wichtigsten derselben angeführt werden (nach von Haas).

Abano in den Euganeen . .	84,5	Wiesbaden, Kochbrunnen .	69
Karlsbader Sprudel . . .	73,8	Baden-Baden, Hauptquelle .	68,6
Plombières	71	Mehadia (Maximum) . . .	62,5

Aachen, Kaiserquelle . . .	55	Pjätigorsk, Kaukasus (Maxim.)	47,5
Lucca	54	Pfäffers	37,5
Lenk	51	Wildbad (Mittel)	37,4
Gastein (Maximum) . . .	49,6	Artesische Brunnen.	
Bath (Maximum)	48,9	Neusalzwerk, Westfalen . .	34
Baden i. S.	48	Rüdersdorf bei Berlin . . .	33,6
Teplitz (vor 1879)	48	Grenelle bei Paris	27,7

Die Temperatur kann ganz bedeutend schwanken, wie zu Herkulesbad bei Mehadia in Süd-Ungarn, wo die Temperaturextreme 17° und 41° sind, was jedoch eine ungewöhnliche grosse Schwankung darstellt. Wenn die Thermen keine grossen Salzmengen enthalten (sogenannte indifferente Thermen oder Wildbäder, wie Gastein, Lenk, Wildbad in Württemberg), ist keine Grenze zwischen ihnen und den artesischen Brunnen zu ziehen.

Nachstehend sind die Hauptbestandteile einiger der gewöhnlichsten Mineralwässer verzeichnet.

In 100000 Teilen enthält	Alkalescens $Na_2\,CO_3$	Chlor Cl	Schwefelsäure SO_3	Kalk $Ca\,O$	Wasserfreie Salze
Apollinaris	207	82,4	15,9	14,7	364
Biliner	364	23,2	52,5	22,5	496
Emser Kesselbrunnen . . .	173	62,6	3	8,5	283
Karlsbader Sprudel	183	62,5	141,2	16,9	543
Kissinger Racoczy	115	391	62	75,8	856
Marienbader Kreuzbrunnen .	228	103	282	29,2	897
Ofener, Hunyadi János . .	178	79	1968	52	3505
Vichy, Grande Grille . . .	423	32,4	16,4	16,0	525
Wildunger	161	0,5	4,4	27,7	102

Das Chlor und die Schwefelsäure sind hauptsächlich als Chlornatrium und Natriumsulfat vorhanden; in Hunyadi János ist der grosse Schwefelsäuregehalt durch Magnesiumsulfat bedingt.

Stark kalkhaltiges Wasser wird hart, weniger kalkhaltiges weich genannt. Wenn der Gehalt von 100 Litern Wasser 20 g Kalk ($Ca\,O + Mg\,O$) und 50 g an gelösten festen Stoffen übersteigt, so wird das Wasser nicht mehr als ein gutes Trinkwasser angesehen. Bei Gehalt von Magnesia rechnet man, dass 1 g Magnesia ebenso viel zur Härte des Wassers beiträgt wie 1,4 g Kalk. Der Härtegrad eines Wassers wird als Anzahl Gramm Kalk auf 100 Liter Wasser angegeben. Die Kenntnis des Härtegrades des Wassers ist in technischer Hinsicht

von grosser Bedeutung, da die Bildung von Kesselstein in Dampfkesseln damit zusammenhängt. Ein weiches Wasser ist für den Dampfkesselbetrieb von sehr hohem Werte.

Die Mineralbestandteile des Quellenwassers werden oft bei der Mündung der Quelle abgesetzt und werden dann Sinter oder Tuff genannt. Solche Bildungen kommen in recht grossen Mengen in verschiedenen geologischen Schichten vor; sie schliessen häufig interessante Versteinerungen ein von Gegenständen, die ins Wasser gefallen sind (vgl. S. 291).

Bisweilen tritt das Wasser beim Bohren eines Brunnens als Wasserstrahl in die Luft ein. Dies kann davon herrühren, dass der Brunnen in einem Thale liegt, sodass die wasserführende Schicht einen konkaven Bogen bildet, von dem die Teile am Thalrande höher liegen als die Thalsohle. Das Wasser fliesst in diesem Falle aus wie aus der Röhre einer Fontäne, welche mit einem höher liegenden Wasserreservoir in Verbindung steht. Diese Brunnen werden artesische Brunnen genannt und spielen eine recht grosse Rolle in Algier, wo man durch Öffnung von artesischen Brunnen Oasen in der Wüste geschaffen hat.

In anderen Fällen kann das Wasser durch starke Gasentwickelung hinaufgepresst werden, wie bei den Öl- und Naturgas-Quellen.

Öfters kommen Quellen vor, die nicht kontinuierlich fliessen, sogenannte intermittierende Quellen. In anderen Fällen wechselt die gelieferte Wassermenge periodisch. Man kann sich verschiedene mechanische Anordnungen denken, durch welche ein solcher Zustand entsteht, und die vermutlich irgendwie durch den Zufall von der Natur realisiert worden sind.

Flüsse. Die Quellen geben zur Bildung von Bächen Anlass, welche Rinnen in den Boden hineingraben, sodass stetige Wasserläufe, Flussbette, entstehen. Man kann sich vorstellen, dass die Rinne anfangs ganz flach war. Je geringer die Wassermasse oder je schmäler der Wasserlauf ist, desto grösser muss das Gefälle sein, damit sie abfliessen kann. In der Nähe des Meeres, wo mehrere Bäche und Flüsse sich vereinigt haben, ist dieses Flussbett flacher.

Normalgefälle. Nehmen wir an, die Wasserfläche des Meeres sei HH (Fig. 139) und ein Teil der festen Erdoberfläche werde plötzlich gehoben, sodass er die Lage QR einnimmt. Eine Quelle befinde sich in Q, wovon das Wasser längs der schiefen Ebene QM zum Meere fliesst, so ist M die Mündung des von der Quelle Q stammenden Flusses. Das Wasser führt feste Bestandteile mit zum Meere, das anfängliche Flussbett ist QM. Allmählich gräbt sich der Fluss eine Rinne. Am Ober-

lauf des Flusses werden Erdpartikelchen abgeschwemmt, um am Unterlauf des Flusses abgesetzt zu werden. Zwischen dem Oberlauf und dem Unterlauf des Flusses liegt eine, häufig lange, Strecke, wo der Fluss bisweilen erodiert, zu anderen Zeiten aber ablagert, dieselbe wird Mittellauf genannt. Infolgedessen baut sich der Strom einen neuen Lauf, $Q_1 M_1$, der im oberen Teile niedriger, im unteren Teile dagegen höher wie QM liegt. Bei noch weiter verlaufendem Prozesse nimmt der Flusslauf eine noch niedriger liegende Rinne, $Q_2 M_2$, ein. Zugleich verschiebt sich die Mündung immer weiter ins Meer hinein. Das Gefälle wird immer steiler im Oberlauf, immer flacher im Unterlauf. Zufolge des steilen Abfalles in der Nähe der Quelle rutschen auch Teile vom Bergrücken hinter Q ab, wodurch die Lage der Quelle stetig sinkt. Der Fluss hat daselbst

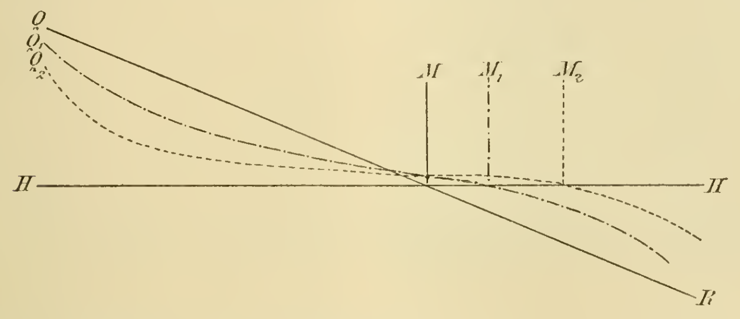


Fig. 139. Schematische Darstellung der Entwickelung eines „Normalgefälles“.

den Charakter eines Wildbaches, welcher bei starkem Regen enorm schwillt und wegen des starken Gefälles oft sehr grosse Mengen von Geschiebe heruntertransportiert und als Schuttkegel auf die unterliegende sanftere Böschung ablagert. Solche Schuttkegel werden bisweilen von Nebenflüssen in das Hauptthal hinuntergespült und können dadurch Veränderungen im Laufe des Hauptflusses hervorbringen.

Wenn das Geschiebe im Wildbach den grösseren Teil von seinem Inhalte ausmacht, spricht man von Murbrüchen oder Murgängen. Dieselben richten häufig grosse Verheerungen an.

Die Form, welcher das Stromgefälle zustrebt, wird Normalgefälle genannt. Als Beispiel eines solchen möge nebenstehende Figur, das Gefälle des Wienflusses und seiner Nebenflüsse oberhalb Wiens darstellend, wiedergegeben werden (Fig. 140). Dasselbe hat eine hyberbelähnliche Gestalt mit nahezu konstantem Gefälle im untersten Teil. Zollikofer hat auch dafür eine dementsprechende Formel:

$$h = \frac{m}{n + l} - p\,l$$

vorgeschlagen, worin h die Höhe des Flusslaufes, l die Entfernung von der Quelle, m, n und p Konstanten bedeuten.

In der Wirklichkeit ändert sich die Härte der Unterlage während des Flusslaufes, sodass keine so regelmässige Form desselben, wie die obengenannte, sich entwickeln kann. Das Gefälle braucht demnach nicht kontinuierlich von der Quelle bis zur Mündung abzunehmen, sondern in gebirgigen Gegenden, wo Steine von den Bergabhängen in die Flussrinne hineinfallen, können Stromschnellen und Wasserfälle entstehen.

Oppikofer glaubte, dass die Rinne des Normalgefälles einem Cykloïdenbogen entspreche. Diese Kurve entspricht der Bedingung,

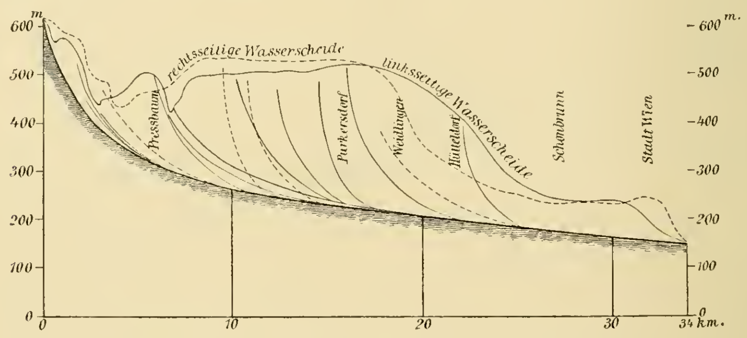


Fig. 140. Gefällskurve des Wienflusses und ihrer Zuflüsse (nach Penck).

dass eine Wasserpartikel, welche in einen Punkt der Rinne fällt, so schnell wie möglich zur Mündung gelangt. Es wird dabei aber vorausgesetzt, dass die Reibung verschwindend sei, was nicht zutrifft. In der That bilden sich die Flussrinnen so aus, dass sie immer geschwinder das Wasser abfliessen lassen.

Dieser Umstand ist gewissermaassen nicht nützlich. Das Binnenland wird ausgetrocknet und bei den Schneeschmelzen entstehen verheerende Überschwemmungen. Die künstliche Drainierung des Bodens trägt auch zum schnellen Abfluss des Regenwassers bei. Dagegen wirken Seen, Sümpfe und Wälder als grosse Regulatoren der Abflussmenge. In den Wäldern ist es nicht nur das Bodenmoos, welches den Regen ansammelt, sondern die Löcher im Boden nach alten vermoderten Wurzeln wirken vielleicht noch kräftiger.

Seitliche Erosion. Gleichzeitig mit der rinnenbildenden Wirkung

des Flusses bewirkt die Verwitterung die Verbreiterung des Flussthales. In der Jugend des Flusses ist die ausgrabende Wirkung des Flusses die vorwiegende. Wenn die Verwitterung sehr gering ist, was z. B. eintrifft, wenn der Fluss durch trockene Gegenden in harten Felsen fliesst, so bildet sich eine Rinne mit steilen Wänden aus, wie dies am meisten typisch in dem Cañon des Coloradoflusses (Fig. 141) hervortritt. Ähnliche Bildungen in geringerer Skala kommen in den „Klammen" in Europa vor. Der Fluss hat also in seiner Jugend ein Bett, dessen Profil der Figur 142*a* entspricht. In späteren Zeiten entwickelt sich das Flussbett zufolge der Verwitterung und nimmt die Formen *b*, *c* .... *h* nacheinander an.

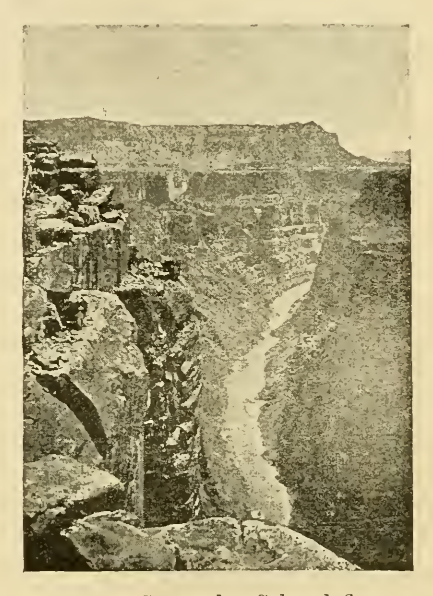


Fig. 141. Cañon des Coloradoflusses.

In vielen Fällen hat der Fluss das ganze Flussthal ausgegraben. In anderen Fällen, wie häufig in der Schweiz, hat der Fluss eine alte, von geologischen Ursachen herrührende Einbiegung als Flussbett benutzt. In solchen Fällen wird das Flussthal eine Art Kombination der geologischen und hydrographischen Wirkungen.

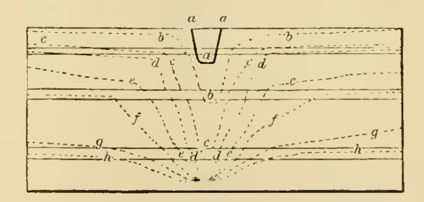


Fig. 142. Schematische Darstellung der Entwickelung eines „jungen" Flussthales *aa* zu immer „älteren" Formen (bis *hh*)

Veränderungen im Gefälle. Wenn die Landmasse gehoben wird, so wird der Fluss so zu sagen verjüngt, er fängt an, eine neue Rinne in sein altes breites Thal hineinzuschneiden. Im Gegenteil wenn der Boden sich senkt, tritt das Seewasser in die alten Flussthäler hinein und bildet dadurch ein verzweigtes Fjord-System.

Hebt sich das Land lokal unter einem Fluss, so kann es geschehen, dass der Fluss sein Bett ebenso schnell aushöhlt. Beispiele solcher Wirkung sind die Poprad, welche die Karpathen durchdringt, der den Olympos durchsetzende Salamvriasfluss und der Susquehanna, welcher die

vielen Faltungen des Alleghany-Gebirges überquert. Oder was das gewöhnlichere ist, der Fluss wird aufgedämmt, es entsteht ein See und der Abfluss wird zur Seite abgelenkt.

Durch die Schuttmassen, welche von den Bergen in Flüsse hinunterrutschen, können Flussläufe stark geändert werden. Ebenso können vulkanische Ergüsse quer über Flussbette die Stromverhältnisse ändern. Die grossen Schuttmassen, welche während der Eiszeit abgeladen wurden, veränderten stark die Flussläufe.

In allen diesen Fällen entsteht eine Verjüngung des Flussbettes mit zahlreichen Wasserfällen und Stromschnellen und schwacher Drainierung.

Wasserfälle. Wenn bei der Aushöhlung des Flussbettes verschieden harte Schichten an verschiedenen Stellen des Flusslaufes vorkommen, so entsteht an der Begrenzungslinie ein Wasserfall, oder wenn der Übergang mehr kontinuierlich vor sich geht, eine Stromschnelle. Als typischer Wasserfall kann der Niagara betrachtet werden. Der Niagarafluss fliesst in einem Bett von hartem Kalkstein, unter welchem weichere Schichten liegen. Allmählich bröckelt der Fluss den Kalkstein unter dem Falle herunter und die tiefer liegenden Schichten werden ohne Mühe weggespült (vgl. Fig. 143). Wahrscheinlich werden die weicheren unteren Schichten so ausgewaschen, dass eine Höhlung unter den Kalksteinschichten entsteht, welche dann um so leichter abbröckeln. In dieser Weise schreitet der Niagarafall um etwa 1,5 m pro Jahr zurück. Da die Kalksteinschichten eine geringe Neigung nach dem Inneren des Kontinents besitzen, so sinkt gleichzeitig auch das Flussbett ein wenig und damit der Erie-See. Der Wasserfall ist jetzt 48 bis 50 m hoch, war aber in der ersten Zeit, als der Auslauf 10 km weiter entfernt lag (bei Queenstown), beinahe doppelt so hoch. Man hat daraus berechnet, dass etwa 15000 Jahre vergangen sein sollen, seitdem der Niagarafall anfing, sein Flussbett auszuhöhlen. Dies geschah am Ende der Eiszeit, als das Eis abschmolz und die alte Flussrinne gefüllt zurückliess, sodass der Fluss sich einen neuen Weg bahnen musste. (Dass mehr als 15000 Jahre seit der Eiszeit verflossen sind, wird jedoch von den meisten aus triftigen Gründen angenommen (vgl. S. 405).

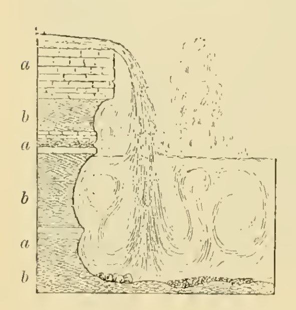


Fig. 143. Schematische Darstellung des Niagarafalles. *a* Harter Kalkstein. *b* Weichere Schichten.

In ebenderselben Weise sind die meisten Wasserfälle entstanden (in Gegenden, wo die Vereisung während der Eiszeit auftrat). Das Inlandeis hatte die alten Flussläufe mit Geröll und Geschieben ausgefüllt. Dadurch entstanden beim Zurückziehen des Eises Stauungen des Wassers, mit anderen Worten Seen wurden gebildet. Einige Seen wurden gegen den Eisrand des Eises selbst aufgestaut. Das Wasser musste sich neue Auswege suchen und fiel dann häufig über steile Abhänge und bildete Wasserfälle. Beispiele davon giebt es sehr viele in Skandinavien.

In dieser Weise wurde die Salzach von dem Eise aufgedämmt und bohrte sich ein neues Bett durch die Taxenbacher Kluft. Ihr altes Bett, worin jetzt die Saalach fliesst, hat sie nicht wiedergefunden. Ebenso kann eine Schutt- oder Lavamasse einen Fluss aufdämmen und zur Bildung von Seen und Wasserfällen Anlass geben.

Die ökonomische Bedeutung der Wasserfälle. In den Wasserfällen findet man einen Teil der Sonnenwärme in Form von mechanischer Energie wieder. Die Sonne hebt die Wasserdämpfe, welche in den Bergen als Regen hinabfallen und nachher durch das Flussbett zum Meer zurückkehren Wie oben angedeutet, ist das Gefälle gewöhnlich am grössten im oberen Lauf der Flüsse und folglich wird die im Wasser aufgespeicherte Energie in diesen Teilen am leichtesten zurückgewonnen. Diese Energie wird schon jetzt, besonders in der Schweiz, Norditalien und Teilen von Nordamerika ausgenutzt und obgleich bisher nur sehr geringe Bruchteile der Wasserfallkraft verwendet werden, haben sie schon einen bedeutenden Umschwung der Industrie hervorgerufen.

Um dies zu verstehen, brauchen wir nur daran zu erinnern, wie die jetzige Industrie auf die kohlenproduzierenden Gegenden konzentriert ist, weil daselbst die zur Speisung der Dampfmaschinen benutzte Kohle einen relativ niederen Preis hat. Die ganze Kohlenproduktion der Erde beläuft sich (1900) zu etwa 700 Mill. Tonnen. Wenn diese Kohlenmasse in Dampfmaschinen von sehr guter Konstruktion, welche etwa 0,7 kg pro Pferdekraftstunde verbrauchen, verbrannt werden würde, könnte man daraus etwa 120 Mill. Pferdekräfte bei stetigem Betrieb gewinnen. Man schätzt, dass etwa die Hälfte der Kohlen zu anderen (hauptsächlich Heizungs-) Zwecken verbraucht werden, und dass im Mittel die Maschinen dreimal weniger ökonomisch arbeiten als oben angenommen wurde. (Kleine Maschinen verbrauchen viel mehr Kohle pro Pferdekraft als grosse.) Demnach entspräche die von der jetzigen Industrie verbrauchte Energiemenge etwa 20 Millionen Pferdekräften.

Die Energiemengen, welche sich aus den Wasserfällen gewinnen

lassen, konnten bisher nur roh geschätzt werden. Man ist der Ansicht, dass die benutzbaren Wasserkräfte der Schweiz, Italiens und Frankreichs in jedem der drei Länder zwischen drei und fünf Millionen Pferdekräfte repräsentieren. Die skandinavischen und Alpenländer würden zusammen ohne Zweifel ihren Wasserfällen so viel Energie entnehmen können, dass diese den Kraftbedürfnissen der ganzen jetzigen Weltindustrie entspräche. Wenn man bedenkt, einen wie kleinen Teil diese Länder auf dem Erdball ausmachen, kann man leicht die grosse zukünftige Bedeutung der Wasserfälle für die Industrie verstehen.

Obgleich durch den immer mehr ermöglichten Elektricitätstransport die Energie der Wasserfälle nicht streng an den Produktionsort gebunden ist, so ist doch zur Zeit keine Aussicht vorhanden, dass die Wasserfallenergie eine mit derjenigen der Kohlen vergleichbare Transportfähigkeit erhalten wird. Die Ausnutzung jener Energie wird demnach eine noch stärkere Konzentration der Industrie als der Kohlenverbrauch herbeiführen.

Die Energiemenge eines Wasserfalles wird folgendermaassen berechnet. Eine Pferdekraft entspricht 75 Meterkilogramm pro Sekunde. Wenn demnach ein Fluss n m³ Wasser pro Sekunde führt und dieses Wasser h m hoch fällt, so ist die Energiemenge E:

$$E = n \,.\, h \,.\, 1000 : 75 = 13{,}3 \, n \,.\, h \,.\, \text{Pferdekräfte.}$$

Von dieser Energiemenge verliert man schon einen bedeutenden Teil (im günstigsten Falle etwa 20 Proz.) bei der Übertragung der Kraft auf die Turbinenwelle. Weitere Verluste entstehen bei der Überführung der mechanischen Energie in elektrische und bei dem Transport derselben wie bei ihrer Umsetzung in mechanische Arbeit an der Verbrauchsstelle.

Noch grössere Verluste entstehen durch den ungleichmässigen Zufluss des Wassers. Wenn der Niagarafluss bei dem Niagarafalle gleichmässig fortfliessen würde, so könnte dieser Wasserfall nicht weniger als sieben Millionen Pferdekräfte der Industrie abgeben. Wegen des ungleichmässigen Wasserzuflusses könnte wohl jetzt kaum eine Million Pferdekräfte mit Vorteil abgezweigt werden, wovon bisher nur der zwanzigste Teil „montiert“ ist. Dieses Verhältnis kann sich natürlich mit der Zeit je nach den äusseren Umständen stark verschieben.

Im allgemeinen dienen die Seen in einem Flusssystem als grosse Regulatoren des Wasserzuflusses und die Wasserfälle sind deshalb um so wertvoller, je grösser die oben liegenden Seereservoire sind. In ähn-

licher Weise wirken auch Gletscher und in geringerem Maasse Wälder und Sümpfe.

Der Schlammgehalt der Flüsse wirkt auch ungünstig auf die Turbinen, weshalb die Klärung der Flüsse in einem Seebecken sehr nützlich ist. Unter den grössten Wasserkraftanlagen in Europa sind die Wasserwerke bei Schaffhausen-Neuhausen, Rheinfelden (17000 PK.), Chêvres bei Genf (18000 PK.), Paderno-d'Adda und Vizzola bei Mailand (13000, bezw. 12000 PK.), Jonage bei Lyon (10000 PK.), Etschwerke bei Meran (7200 PK.), Brennerwerke bei Matrei, Tyrol (6000 PK.), Gersthofen bei Augsburg (5000 PK.).

Unterirdische Wasserläufe. In Karstgegenden verschwinden häufig die Gewässer im Boden und haben einen unterirdischen Lauf, wie der Poikfluss in der Nähe von Laibach zweimal unter der Erde verschwindet. Um den Zusammenhang dieser verschiedenen Flussteile zu konstatieren, löst man verschiedene Körper, wie Kochsalz und in neuerer Zeit Fluoresceïn in dem einen Fluss auf und sieht nach, ob der andere Fluss Spuren von dem ausgeschütteten Salz nach einer bestimmten Zeit enthält. Das Fluoresceïn hat auch in den minimalsten Spuren die Eigenschaft, dem Wasser eine stark grasgrüne Färbung zu erteilen.

Auf diese Weise hat man nachgewiesen, dass die Donau und der Rhein in unterirdischer Verbindung stehen. In dem Juragebiet hat man ebenfalls viele unterirdische Verbindungen zwischen den Wasserläufen auf diese Weise entdeckt.

Ablenkung der Flüsse durch die Erddrehung und durch Winde. Wie wir oben (S. 267) gesehen haben, glaubte v. Baer aus theoretischen Gründen schliessen zu können, dass nordsüdlich verlaufende Flüsse ihre rechten Ufer stärker als die linken corrodieren, und er wollte diese Ansicht durch das Verhalten der grossen sibirischen Flüsse bekräftigt sehen. Nun gilt die oben gegebene Ableitung nicht nur wie die von Baersche für nordsüdlich sich bewegende Wässer, sondern für alle Flüsse und Strömungen, sie mögen eine beliebige Richtung haben. Verglichen mit der Schwerkraft (g) ist die ablenkende Kraft (p):

$$\frac{p}{g} = \frac{2.0{,}73.10^{-4} \sin\varphi}{9{,}81} \cdot v = \frac{v \cdot \sin\varphi}{67\,200}.$$

Bei einer geographischen Breite (φ) von 45°, was einigermaassen für Mittel-Europa und Nord-Amerika zutrifft, wäre $\frac{p}{g} = \frac{v}{95}$ ‰. Nimmt

man den Rhein als Beispiel, für welchen im Unterlauf $v = 1,5$ m/sek. sein mag, so erhält man $\frac{V}{g} = 0,016$ ‰ ($\varphi = 50^0$).

Wenn die Schwerkraft allein wirkte, so würde der Flussspiegel senkrecht zur Strömungsrichtung sich horizontal stellen. Zufolge der Einwirkung der ablenkenden Kraft der Erddrehung bildet er einen Winkel ψ mit der wagerechten Linie, der so gross ist, dass

$$tg\,\psi = 0,016 \text{ ‰}.$$

Da nun bei Mannheim das Rheingefälle etwa 0,1 ‰ beträgt, so ersieht man aus diesem Beispiel, dass unter günstigen Umständen das von der Erddrehung bewirkte Gefälle von rechts nach links nahezu dieselbe Grössenordnung erreichen kann, wie das Gefälle des Flussbettes.

Man ist dann berechtigt zu schliessen, dass unter Umständen die genannte Kraft einen merklichen Einfluss auf den Flusslauf ausüben kann. Man hat auch gefunden, dass auf der nördlichen Halbkugel die rechten Prallstellen in regulierten Flüssen im allgemeinen etwas tiefer sind als die linken. So z. B. ist für den Rhein auf der Strecke Strassburg-Maxau die mittlere Tiefe der rechten Prallstellen 6,23, diejenige der linken 5,98 m einer Differenz von 4,1 Proz. entsprechend. Für die regulierte Donau bei Wien gelten die entsprechenden Ziffern 6,1 bezw. 5,8 m mit einer Differenz von 5 Prozent.

Diese Wirkung ist jedoch bei den meisten natürlichen Flüssen nur ein Bruchteil von der durch die Schlängelung entstehenden Centrifugalkraft, zu welcher sie sich als ein Korrektionsglied hinzufügt. So fand z. B. Gilbert, dass in den Serpentinen des unteren Mississippi die erodierende Kraft im Mittel um 9 Proz. grösser auf der rechten als auf der linken Seite ist.

Anfangs überschätzte man etwas die Wirkung der Erddrehung, später, als Dunker die viel grössere Bedeutung der Centrifugalkraft bei der Serpentinisierung nachwies, wurden mehrere als Beispiele der erstgenannten Wirkung angesehene Fälle ausgemustert. Auch muss man bei solchen Untersuchungen die verschiedene Härte der beiden Flussufer, die Streichung der Schichten und andere Umstände in Betracht ziehen, welche häufig einen bedeutenden Einfluss auf die Ausgrabung des Flussbettes ausüben.

Auch die Winde können einen Einfluss auf die Uferbildung ausüben, besonders bei Wässern von mässiger Geschwindigkeit. Damit ein merklicher Einfluss ausgeübt wird, muss eine ziemlich ausgeprägte

überwiegende Windrichtung am betreffenden Platze herrschen. Die Winde treiben auch wie in den Seen das Oberflächenwasser gegen die Leeseite hinauf, wo es hinuntersinkt, um in tieferen Schichten zurückzukehren, wodurch Strömungen entstehen.

Die Wassermenge eines Flusses. Um diese Grösse zu ermitteln, braucht man die Kenntnis der Geschwindigkeit, mit welcher das Wasser sich bewegt. Um diese zu messen, hat man verschiedene Apparate, von welchen einige gelegentlich der Bestimmung der Stärke der Meeresströmungen oben erwähnt sind. Um die Oberflächengeschwindigkeit zu messen, kann man am einfachsten die Bewegung von ausgeworfenen Schwimmkörpern zeitlich verfolgen. Ein einfaches, nicht sehr genaues Instrument, um die Geschwindigkeit an beliebigen Stellen zu messen, ist der Stromquadrant, bei welchem man die Abweichung des Aufhängefadens eines Bleilotes von der Lotlinie abliest. Das Lot wird an die Stelle gebracht, an welcher man die Geschwindigkeit messen will. Man nimmt an, dass die Kraft, welche das Lot in Richtung des Stromes treibt, dem Quadrat der Geschwindigkeit proportional sei. Infolgedessen ist die Geschwindigkeit proportional der Quadratwurzel aus der Tangente des Ablenkungswinkels. Der Proportionalitätsfaktor ist für verschiedene Lote verschieden.

Durch ähnliche Messungen hat man gefunden, dass die Geschwindigkeit allmählich vom Rande oder Boden des Flusses, wo sie Null ist, gegen die Mitte hin zunimmt. Das Maximum der Stromgeschwindigkeit (G_{max}) liegt nicht an der Oberfläche, sondern ein wenig darunter (vgl. Fig. 144).

Von diesem Punkt ab nimmt die Geschwindigkeit G nach allen Seiten hin ab, und zwar lassen sich die Geschwindigkeiten in verschiedenen Tiefen ungefähr durch eine parabolische Linie darstellen, welche ihren Scheitelpunkt in dem betreffenden Punkte besitzt. Auch die Geschwindigkeiten an verschiedenen Stellen eines horizontalen Durchschnittes lassen sich angenähert durch parabolische Linien darstellen.

Aus den ermittelten Geschwindigkeiten an verschiedenen Stellen des Flusses nimmt man ein Mittel, welches die mittlere Geschwindigkeit darstellt. Diese hängt natürlicherweise vom Gefälle (x) und ausserdem von dem Verhältnis der Wassermenge zur Berührungsfläche mit dem Boden des Flusses oder, was dasselbe ist, dem Verhältnis vom Querschnitt (f) und Länge der Begrenzungslinie zwischen Wasser und festem Erdboden (p) ab. Man hat zur Berechnung der mittleren Geschwin-

digkeit (v) mehrere Formeln dargestellt, unter welchen die folgende den Vorzug der Einfachheit besitzt:

$$v = K\sqrt{xf:p}.$$

Das Gefälle wird gleich der Tangente des Neigungswinkels des Flussbettes gesetzt. Die Konstante K wechselt zwischen Werten von 36 für kleine und Gebirgsströme bis etwa 48 für den Unterlauf der Flüsse. Bei viel Geschiebe führenden Gebirgsströmen kann K

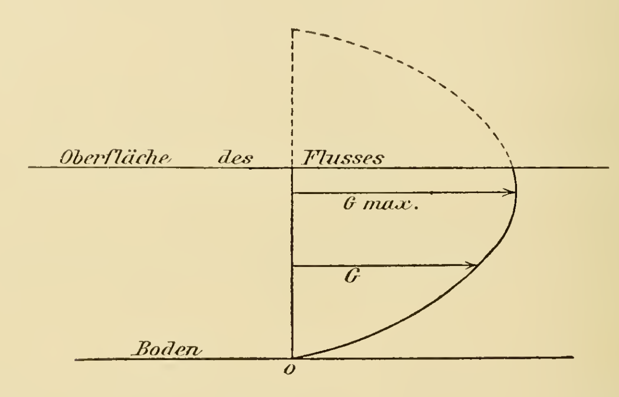


Fig. 144. Geschwindigkeiten in verschiedenen Tiefen eines Flusses.

auf 12 sinken, bei sehr wasserreichen Strömen im Unterlaufe zu 70 steigen. Dabei werden als Einheiten Meter und Sekunde benutzt.

Die pro Sekunde vorwärtsfliessende Menge ist das Produkt von Geschwindigkeit v und Querschnitt J. Sie ist natürlicherweise für verschiedene Ströme sehr verschieden und auch für denselben Strom mit der Jahreszeit sehr veränderlich. In unseren Breiten schwellen die Flüsse häufig enorm zu der Zeit der Schneeschmelze, die jährlichen Überschwemmungen des Nils rühren von dem Märzregen in seinem Quellengebiet her. Als Beispiel solcher Schwankungen möge angeführt werden, dass die Wolga bei Moskau im Mittel 29 m^3 pr. Sek. liefert, während beim Hochwasser im Jahre 1879 die Ziffer auf nahezu den hundertfachen Betrag stieg (2892 m^3 pr. Sek.). Einige Flüsse, wie z. B. in Centralasien, trocknen sogar in den trockenen Jahreszeiten aus.

Als Beispiele der Mächtigkeit der Flüsse mögen einige Ziffern über ihre Wassermengen an der Mündung angeführt werden:

Wolga giebt .	9900	m^3	pr. Sek.	Donau giebt .	8500	m^3	pr. Sek.
Mississippi . .	17440	„	„	Ganges . . .	5800	„	„
Neva	3000	„	„	Indus	5700	„	„
Thames . . .	63	„	„	Nil	3700	„	„
Amazonfluss .	70000	„	„	Hoangho . . .	3300	„	„
Congo . . .	51000	„	„	Rhône . . .	2400	„	„
Yangtse . . .	22000	„	„	Rhein	2000	„	„
La Plata . .	20000	„	„				

Der grösste Fluss von Europa ist die Wolga. Sie liefert dem Kaspischen Meere pro Jahr etwa 312 km^3 Wasser, welches da verdunstet, und noch etwas mehr, indem der Seespiegel dieses Meeres langsam sinkt (er steht jetzt 26 m unter der Oberfläche des Schwarzen Meeres). Woeikoff hat berechnet, dass alle Flüsse der Welt etwa 600000 m^3 pro Sek. oder 16800 km^3 pro Jahr dem Oceane abliefern. Nach einer anderen Schätzung sollte diese Zahl 25000 km^3 erreichen. So gross auch diese Menge ist. so ist sie sehr unbedeutend gegen die Wassermassen, welche von den grösseren Meeresströmungen transportiert werden (vgl. S. 385), sie erreicht nicht den tausendsten Teil vom Golfstrom in der Yucatanstrasse.

Man rechnet, dass ein mässiger Strom mit einer Geschwindigkeit von etwa 2 km pro Stunde fliesst, während die stärksten Ströme eine Geschwindigkeit von etwa 10 km pro Stunde (= 2,8 m pro Sek.) erreichen. (Wildwässer können den doppelten bis dreifachen Wert erreichen.) Damit ein Fluss schiffbar sei, darf sein Gefälle nicht allzu stark sein, sondern geringer als etwa 1 : 5000.

Wasserscheiden. Wieviel Wasser ein Fluss führt, hängt von mehreren Umständen ab. In erster Linie kommt sein Niederschlagsgebiet in Betracht, welches durch die Wasserscheide von dem Niederschlagsgebiet anderer Flüsse geschieden wird. Vordem die Flüsse ihre abtragende Arbeit angefangen haben, z. B. in Skandinavien und dem nördlichen Nordamerika nach Abschmelzen des Inlandeises, ist die Wasserscheide sehr wenig ausgeprägt und besteht häufig aus weit ausgedehnten Sümpfen. Bisweilen fliesst auch ein kleiner Gebirgssee zu zwei verschiedenen Flüssen ab. Später, wenn die abfliessenden Gewässer den Erdboden profiliert haben, wird das Gefälle in den oberen Teilen der Wasserläufe steiler und die Wasserscheide stärker markiert. Zugleich verschiebt sich die Wasserscheide durch die Abtragung des Wassers. Ist die Regenmenge auf der einen Seite der Wasserscheide grösser als

auf der anderen, so ist die Verwitterung auf der ersten Seite im allgemeinen grösser als auf der zweiten und die Wasserscheide verschiebt sich so, dass das Niederschlagsgebiet des zur ersten Seite gehörigen Flusses auf Kosten des anderen wächst. Dasselbe trifft ein, wenn der Boden auf der einen Seite weniger fest ist wie auf der anderen. Durch Durchstechung der Wasserscheide kann das Niederschlagsgebiet eines Flusses plötzlich verändert werden, dies kann natürlicherweise ohne menschliche Hilfe zufolge eines Durchbruchs, gewöhnlicherweise bei Hochwasser, geschehen.

Abflussteil. Nicht alles Wasser, welches in dem Niederschlagsgebiete eines Flusses fällt, wird durch die Flüsse zum Meere transportiert. Eine grössere oder geringere Menge dunstet ab. Dies kann in so hohem Grade der Fall sein, dass das Wasser des Flusses überhaupt nicht zum Ocean kommt, wie es z. B. mit der Wolga, dem Jordan und den Flüssen eines grossen Gebietes in Afrika, Asien, Australien und im Westen Nordamerikas der Fall ist. Das letzterwähnte Gebiet enthält den grossen Salzsee. In älteren Zeiten stand das Wasser, wie alte Strandlinien zeigen, viel höher in diesem See, welcher mit mehreren anderen Seen zusammen einen grossen See, den sog. Lake Bonneville bildete, welcher einen Abfluss zum Golf von Kalifornien hatte. In diesen Zeiten muss der Niederschlag viel reichlicher und das Klima daselbst viel feuchter gewesen sein. Man hat ein paar solcher Schwankungen zwischen feuchtem und trockenem Klima in der erwähnten Gegend nachgewiesen. Das gleiche ist früher mit dem Kaspischen und dem Toten Meere der Fall gewesen.

Meist führt der Fluss einen Teil des Niederschlagswassers zum Meere oder zu einem grösseren Flusse. Man nennt denjenigen Teil des Niederschlages, welcher vom Niederschlagsgebiete weg befördert wird, Abflussteil. Er ist für verschiedene Flüsse sehr verschieden und zwar im allgemeinen um so grösser, je kürzer der Fluss und je feuchter das Klima. So z. B. beläuft sich dieser Teil für die kleinen Nebenflüsse des Mississippi zu 0,9, während er für die grossen Nebenflüsse Ohio, Missouri und Red River auf 0,24, 0,15 bezw. 0,15 sinkt. Für das ganze Mississippigebiet ist der Abflussteil 0,25. Für deutsche Flüsse ist nach Möllendorff der mittlere Abflussteil etwa 47 Proz., nach Gräve nur 31,4 Prozent. Durch die Elbe bei Tetschen fliesst im Mittel 27 Proz. des Niederschlags in dem oberhalb liegenden Niederschlagsgebiete ab. Für die nördlichen Flüsse Skandinaviens steigt dieser Teil noch mehr, z. B. für Lule-elf bei Mälstorp und für Klarelf bei Skåre zu 87 Proz.

Transport von Schlamm und Geschiebe. Das Flusswasser

führt eine sehr grosse Menge von festen Bestandteilen mit sich. Dieselbe ist je nach der Stromgeschwindigkeit sehr verschieden, d. h. sie verändert sich für denselben Fluss mit dem Beobachtungsort und mit der Jahreszeit. So z. B. führt die Rhone bei Lyon nur 1 g feste Bestandteile auf 17000 cm^3 Wasser mit, dagegen weiter unten bei Arles im Mittel 1 g auf 2000. An der letzterwähnten Stelle schwankt die betreffende Zahl zwischen 1 auf 7000 bei niedrigem, und 1 : 230 bei hohem, stark fliessenden Wasser. In exceptionellen Fällen kann diese letzte Ziffer sogar auf 1 : 45 steigen. Die Flüsse von Mittel-Europa sind relativ schlammarm, für gewöhnlich ist ihre Ziffer unter 1 : 10000. Die Alpenflüsse haben häufig die Zahl 1 : 1000. Der Rhein hat vor der Teilung in Holland nur die Zahl 1 : 18000, höher hinauf (bei Bonn) steigt sie auf 1 : 8000, mit Schwankungen zwischen 1 : 4878 und 1 : 57800. Die Elbe (bei Hamburg) ist relativ rein, die Ziffer ist nur 1 : 32000, bei Tetschen ist sie 1 : 13000, die Donau hat die Zahl 1 : 7000 bei Budapest und 1 : 2400 bei der Sulinamündung, der Mississippi in seinem niederen Laufe 1 : 1500, Po 1 : 900 und Ganges und Indus sogar 1 : 510 bezw. 1 : 400.

Diese Mengen von festen Substanzen setzen sich an den Flussmündungen in Binnenseen oder im Meere ab, oder auch teilweise in den Flussläufen selbst. In den Seen oder dem Meere entstehen dadurch Deltabildungen. Die Sinkstoffe werden von den Meereswogen und besonders von den Gezeitenwellen in tieferes Wasser geführt, deshalb finden grosse Deltabildungen nur in Seen oder Meeren statt, wo die Gezeiten schwach ausgeprägt sind, wie im Golf von Mexiko, im Mittelmeere, im Schwarzen und Kaspischen Meere, in der Nordsee u. s. w.

Ausser diesen suspendierten festen Teilen enthalten die Flusswässer grosse Mengen von gelösten Substanzen. Als Beispiele mögen folgende Ziffern, welche die Anzahl Gramm von gelösten Körpern pro m^3 angeben, mitgeteilt werden:

Rhein bei Köln	200	Hudson	142
Elbe bei Hamburg	237	Mississippi	170
Weichsel bei Kulm	201	Amazonfluss	59
Dwina	187	La Plata bei Buenos Aires	237
Rhone bei Lyon	145	Nil bei Kairo	231
Donau bei Budapest	187		

Im Mittel führen die Flüsse gelöste Substanzen etwa zum Betrage 1 : 6000 ihrer Wassermenge.

Nach Springs Schätzung führt die Maas durch die Stadt Lüttich jährlich 362 Millionen Kilogramm feste Körper. Von diesen sind 22 Millionen organische, 238 Millionen suspendierte und 102 Millionen Kilo gelöste anorganische Substanzen. Die Donau führt 14300 Millionen Kilo feste Körper jährlich durch Wien. In 18000 Jahren würde demnach das Niederschlagsgebiet der Donau oberhalb Wiens um 1 m abgetragen werden. Andererseits setzt die Donau ein Delta an ihrer Mündung ab, wodurch die 7 m-Tiefenlinie jährlich sich um etwa 100 bis 125 m verschiebt. Das 25000 km^2 umfassende Deltaland vom Mississippi rückt jährlich um 90 m in den mexikanischen Golf hinaus. Nach den Berechnungen von Mellard Reade führen die drei grossen chinesischen Flüsse Sediment genug, um das Gelbe Meer in etwa 100000 Jahren auszufüllen. Die grösste Deltabildung ist diejenige der beiden Flüsse Ganges und Brahmaputra; sie umfasst nicht weniger als etwa 100000 km^2.

Auch in den Binnenseen kommen mächtige Deltaablagerungen vor. Wenn der See schmal ist, kann es geschehen, dass sich ein Delta an der Mündung des Flusses und ein anderes an der gegenüberliegenden Seite absetzt. Dies trifft z. B. bei Interlaken zu, wo die Thuner- und Brienzer-Seen voneinander getrennt worden sind. In ebenderselben Weise ist der Mezzola-See von dem Comer-See durch eine Deltabildung der Adda getrennt worden. In einem solchen Falle wird allmählich der See in zwei zerlegt. Durch die grosse Zufuhr von Sinkstoffen zu den Binnenseen haben diese nur eine sehr beschränkte Lebensdauer, besonders die kleineren. Binnenseen finden sich in grosser Menge deshalb nur in solchen Gegenden, wo die Flüsse nicht lange ihre Nivellierungsarbeit ausgeführt haben, z. B. in den Teilen der Erde (Skandinavien, Finnland, nördlichen Teile von Nordamerika), wo Eiszeit bis vor, geologisch gesprochen, ganz kurzer Zeit herrschte. Auch in Flussläufen kommen deltaförmige Bildungen vor, z. B. da, wo ein steiler Bergbach in die Ebene tritt.

Im Flusslaufe selbst setzt sich das grössere Gerölle, Sand u. s. w. als Sandbänke an Stellen ab, wo die Stromgeschwindigkeit mässig wird. Besonders geschieht dies, wenn der Fluss über seine Ufer steigt, z. B. zur Zeit der Schneeschmelzung, wobei er für gewöhnlich grosse Mengen von Sinkstoffen mitführt. In dieser Weise bildet der Fluss allmählich eine grosse Ebene, in deren Mitte er durch ein gewöhnlicherweise schlängelndes Flussbett hinzieht. An solchen Stellen, wo der Fluss sich krümmt, setzt er seine Sedimente da ab, wo er am langsamsten fliesst, d. h. wo

die Ufer konvex sind (bei *a*), untergräbt dagegen die gegenüberliegende Stossseite (bei *b* Fig. 145). Dadurch werden die Bogen immer grösser und der Fluss mehr schlängelnd. Der Fluss beschreibt Mäander oder serpentinisiert. Zuletzt passiert es, dass bei einer Überschwemmung das Wasser den kürzeren Weg zwischen den beiden Enden eines Bogens findet und einen Kanal ausgräbt. Der alte Flusslauf wird dann bald in der Nähe des Stromes eingesandet, sodass von dem früheren Flussbogen ein hufeisenförmiger See übrig bleibt (sog. Altwässer (Fig. 146), sie sind längs des Mississippi sehr gewöhnlich). Solche entstehen auch häufig bei Flussregulierungen. Die Altwässer werden häufig zu Hochwasserzeiten durch Sand zugeschüttet und verlieren ihr Wasser, sie werden dann „Rideaus“ oder „Wagrame“ genannt. Solche kommen in der Theissniederung häufig vor, auch am Nordende der oberrheinischen Tiefebene (z. B. alte Neckar- und Mainläufe).

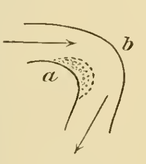


Fig. 145.

Je mehr Sand und Geschiebe ein Fluss enthält, desto kräftiger wirkt er aushöhlend auf sein Flussbett. Nach dem Austritt aus einem See

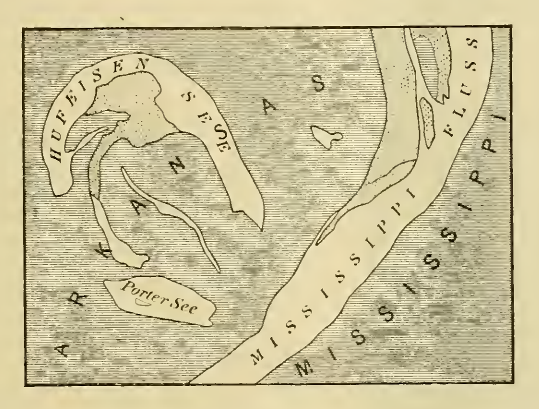


Fig. 146. Hufeisensee und Porter See, „Altwässer“ am Mississippi.

besitzt deshalb der Fluss viel weniger Fähigkeit, sein Flussbett auszumeisseln, wie vorher. Die Vernichtung der Seen hat man deshalb viel weniger der Vertiefung der Flussrinne an dem Ausflusse als der Ausfüllung des Sees beim Einlaufe des Flusses zuzuschreiben.

Auf der Flussebene treten die Nebenflüsse unter sehr spitzem Winkel in den Hauptfluss ein. Das Gefälle ist sehr gering, sodass eine sehr grosse Menge von Sediment beim spitzen Winkel des Einlaufes abgesetzt wird. Dadurch verschiebt sich allmählich die Einlaufstelle gegen

die Flussmündung und es kann so weit gehen, dass die beiden Flüsse sich voneinander trennen und gesondert ins Meer münden.

Die Sedimente bilden in den Flussläufen grosse Bänke, die gewöhnlich abwechselnd auf der einen und der anderen Seite des Flusses liegen (Fig. 147). Diese Bänke wandern allmählich den Fluss hinunter. So z. B. sollen nach Grebenau im mittleren Rhein die Bänke sich jährlich um 200 bis 400 m verschieben. Nach 7 Jahren ist eine Bank an Ort und Stelle der unter ihr liegenden gelangt. Die Bänke der regulierten Donau wandern jährlich etwa 100 bis 140 m. Noch viel rapider bewegen sich die Sandbänke der Loire nach Partiot (vgl. die Tabelle S. 435 oben). Ihre jährliche Bewegung wäre demnach 4000, 1800, 1800 bezw. 730 m. Der Zusammenhang mit dem Gefälle tritt deutlich zu Tage.

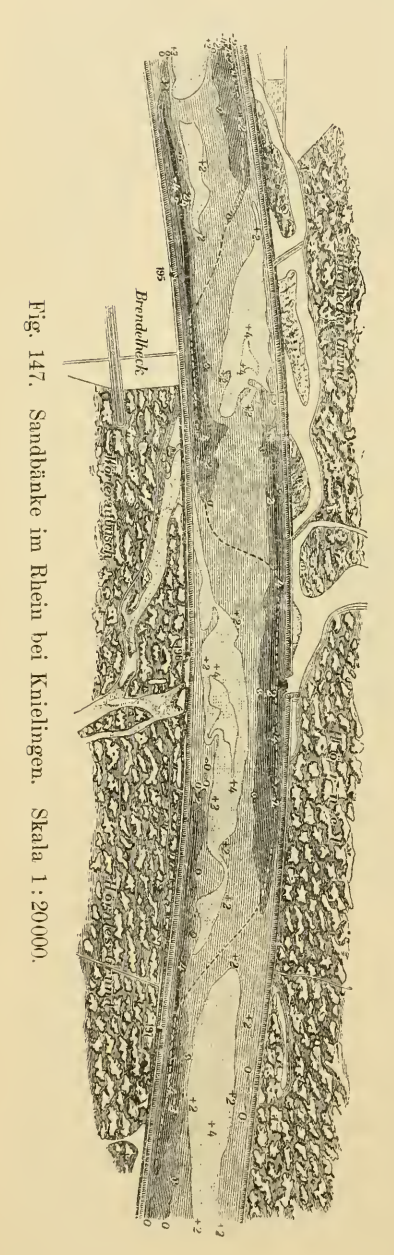


Fig. 147. Sandbänke im Rhein bei Knielingen. Skala 1:20000.

Dieses Geschiebe wird auch allmählich zu den Binnenseen oder zum Meere hinausbefördert. Die Menge desselben beträgt für folgende Gebirgsflüsse, berechnet auf jeden ausströmenden Kubikmeter Wasser: Reuss (Urner See) 400 g, Kander (Thuner See) 600 g, Achen (Chiemsee) 250 g. Für gewöhnliche Flüsse im Unterlauf ist dieser Geschiebetransport viel unbedeutender. Wie man daraus ersieht, erreicht seine Bedeutung nicht diejenige des Schlammtransportes. Die Kiesbänke haben oft eine nicht unbedeutende Dicke. So z. B. werden die Kiesbänke der regulierten Donau bei Wien zu einer Mächtigkeit von etwa 4 m geschätzt.

Bei Hochwasser wird ein Teil des Inhaltes der Kiesbänke vom Fluss auf-

gewirbelt und als Schlamm mitgenommen und umgekehrt setzt sich der Schlamm bei Niederwasser auf den Kiesbänken zum grossen Teile ab.

Departement	Gefälle	Tägliche Bewegung Juni — Nov.	Dez. — Mai	Mittel
Loiret	0,45 ‰	3,6 m	18,6 m	1,1 m
Loire et Isère . . .	0,39 „	1,7 „	8,4 „	5 „
Indre et Loire . . .	0,39 „	1,7 „	8,6 „	5,1 „
Maine et Loire . . .	0,28 „	1,9 „	2,4 „	2,1 „

Die maximale Grösse der Geschiebe- und Schlammteile, welche ein Fluss zu befördern vermag, hängt von seiner Geschwindigkeit ab. Es ist natürlich anzunehmen, dass die bewegende Kraft dem Quadrate der Geschwindigkeit proportional ist. Denn jeder Stoss von einem Wasserteilchen ist seiner Geschwindigkeit (v) proportional und die Anzahl der Stösse unter übrigens gleichen Umständen ebenfalls der Geschwindigkeit proportional. Weiter ist die Treibkraft der gestossenen Oberfläche proportional. Bei gleichgeformten Steinen ist diese proportional dem Quadrate des (grössten) Durchmessers (d), das gehobene Gewicht dem Kubus desselben. Wenn infolgedessen ein Stein gerade vom Wasserstosse bewegt wird, so ist:

$$K \,.\, v^2\, d^2 = K_1\, d^3$$

oder:

$$K_1\, d^3 = K_2\, v^6,$$

d. h. das Gewicht der fortgeschobenen Stücke wächst proportional der sechsten Potenz der Geschwindigkeit, eine Beziehung, die von Blackwell experimentell bekräftigt ist.

Suchier beobachtete die Grösse des mitgeschleppten Gerölls im Rhein bei Briesach. Bohnengrosse Steine wurden bei einer Geschwindigkeit des Wassers am Boden von 0,9 m pr. Sek. mitgeführt. Bei 1,6 m Geschwindigkeit waren die Steine bis taubeneigross, bei 1,7 m konnten sie bis 1,5 kg wiegen und bei 2,1 m wurde sogar das grösste Geröll mittransportiert.

Das Geschiebe verkleinert sich schnell während des Transportes. So ist (nach v. Hochenburger) die Mittelgrösse des Geschiebes in der Mur:

	bei Graz	Landscha	Leitersdorf	Unter-Mauthdorf
km von Graz	0	43	83	120
	224	117	50	21 cm³.

Die Grösse nimmt nahezu nach einer geometrischen Reihe ab, während die Weglänge nach einer arithmetischen Reihe zunimmt. Zu ähnlichen Resultaten sind Daubrée und Erdmann durch Experimente mit Trommeln oder schaukelnden Trögen gekommen.

V. Die Wellenbewegung des Meeres und der Seen.

Entstehung der Wellen. Wenn ein Windstoss gegen eine glatte Wasseroberfläche trifft, so sieht man erst eine schwache Kräuselung der Fläche, welche dabei eine tiefblaue Färbung annimmt. Hört der Wind auf, glättet sich bald die Oberfläche wieder. Die kleinsten Wellen, welche von Russel den Namen „kapillare Wellen" erhielten, kann man leicht in der Weise zustande bringen, dass man einen in Wasser untertauchenden senkrecht gehaltenen dünnen Draht (unter 1 mm Dicke) mit einer Geschwindigkeit von 0,3 bis 0,5 m pr. Sek. in horizontaler Richtung durch das Wasser führt. Russel maass diese Wellen und fand, dass sie eine Länge von 5—8 mm hatten. Die längsten befanden sich in der Nähe des Drahtes. Etwa zwölf Wellenkämme konnten wahrgenommen werden.

Um solche kapillare Wellen auf einer freien Wasserfläche zu erregen, muss der Wind auch eine Geschwindigkeit von wenigstens 0,2 m pr. Sek. besitzen. Setzt der Wind fort und nimmt an Stärke zu, werden die Wellen immer höher und damit auch länger. Ihre Höhe wächst auch allmählich von der Luvküste ins freie Meer hinaus. Stevenson hat über diesen Umstand Messungen ausgeführt (in den schottischen Fjorden). Er hat folgende Formel gegeben, worin die Wellenhöhe H in Metern, die Entfernung D von der nächsten Küste in Kilometern gezählt ist:

$$H = \tfrac{3}{4} + \tfrac{1}{3}\sqrt{D} - \tfrac{1}{4}\sqrt[4]{D},$$

wonach folgende Einzelwerte berechnet sind:

D	H	D	H	D	H
0	0,75	20	1.71	200	4,52
1	0,83	80	2,23	300	5,48
2	0,92	70	2,84	500	7,05
5	1,12	100	3,28	1000	9,87
10	1,35	150	3,97	2000	13,93

Diese Daten mögen als Relativzahlen betrachtet werden. Die Höhe der Wellen ist nämlich nicht nur von der Windstärke (vgl. unten), sondern auch von der Zeit, während welcher der Wind gewirkt hat, abhängig. Die Werte von Stevenson scheinen ziemlich den Maximalwerten zu entsprechen, welche bei dem höchsten Wellengang auf der See beobachtet werden.

Über den Zusammenhang zwischen Wellenhöhe und Windgeschwindigkeit auf offener See giebt es eine ziemlich grosse Zahl von Beobachtungen, welche bis zum 18. Jahrhundert zurückgehen. Dieselben sind nicht leicht unter einander in Übereinstimmung zu bringen. Die Messungen vom Admiral Coupvent des Bois scheinen nach der Bearbeitung von Krümmel eine sehr einfache Beziehung zwischen Wellenhöhe (H) und Windgeschwindigkeit (V) anzugeben, indem es annähernd zutrifft, dass:

$$H = \frac{1}{2} V,$$

wie aus folgender Zusammenstellung hervorgeht:

$V =$	3	5,5	7	8	10	14	18	25	m.
H(*beob.*) =	1,4	2,0	2,7	3,8	5,2	7,0	9,3	12,0	m.
H(*ber.*) =	1,5	2,7	3,5	4,0	5,0	7,0	9,0	12,5	m.

Zu ähnlichen Beziehungen leitet das von Antoine gegebene Material. Dagegen zeigen die Beobachtungen von Pâris eine bedeutend stärkere Zunahme der Wellenhöhe (H) als die Proportionalität mit der Windgeschwindigkeit (V) verlangen würde, wie aus folgender Tabelle (von Krümmel) hervorgeht, worin (l) die Wellenlänge bedeutet.

Seegang	V(met.)	H(met.) max.	Mittel	min.	$l:H$ max.	Mittel	min.
Sehr hohe See .	16	11,5	7,75	6,5	22,5	19,1	15,4
Hohe See . . .	13	7,5	5,05	3.5	23,0	21,0	15,0
Grobe See . . .	10	6,5	3,55	2,3	30.0	21,6	13,3
Hohe Dünung . .	8	7,0	4,1	3,0	48,6	29,3	18,4
Dünung	7	4,5	2,4	1,0	63,3	32,5	15,3
Leichter Seegang .	6,8	4,0	1,6	0,8	80,0	38,7	21,6

Die Höhe der Wellen kann man in der Weise bestimmen, dass man so hoch in die Wanten des Schiffes hinaufsteigt, bis man gerade, wenn das Schiff in einem Wellenthal sich befindet, über die Wellenberge den Horizont visieren kann. In neuerer Zeit hat man empfindliche Aneroïdbarometer zur Bestimmung der Höhenschwankung des Schiffes ange-

wandt und angenommen, dass diese der Wellenhöhe entspricht. Die so gefundenen Wellenhöhen stimmen mit den nach der alten Methode gemessenen recht gut überein. Wellenhöhen von mehr als 15 Meter dürften nach Schott nie auf dem offenen Meere vorkommen. Sogar Wellen von über 10 Meter Höhe sollen zu den Seltenheiten gehören. In Binnenmeeren sind die Wellenhöhen (auf offenem Meer) noch geringer.

Die Wellenlänge wird so gemessen, dass man zwei Punkte beobachtet, wo sich Wellenberge gleichzeitig bilden. Die beiden Punkte können an der Seite eines Schiffes sich befinden, wenn die Wellen kurz sind, oder der eine Punkt an einem Schiff, der andere an einem in bestimmter Entfernung davon befindlichen mit dem Schiff durch eine Leine verbundenen Schwimmkörper. Die Schwingungsperiode wird aus der Zeit bestimmt, welche vergeht zwischen Ankunft zweier Wellenberge, wobei für die Eigenbewegung des Schiffes korrigiert werden muss.

„Die Wellen im offenen Ocean haben eine Länge von 60 bis 140 Meter, durchschnittlich 90 bis 100 m, eine Geschwindigkeit von 11 bis 15 m pro Sek., eine Periodenlänge von 6 bis 10 Sek. Passatbrisen mässiger Intensität bringen Wellen hervor, deren Länge 35 bis 40 m, deren Geschwindigkeit 7 bis 8 m pro Sek. und deren Schwingungszeit 4,5 bis 5 Sek. beträgt“ (nach Pâris Zusammenstellung). Wellen von 800 m Länge und 24 Sek. Schwingungszeit sind beobachtet, aber äusserst selten.

So lange der Wind dauert, treibt er die Wellen in die Windrichtung. Dabei fasst er die Wassermengen der Wellenkämme und bringt sie zum Überstürzen ins vorangehende Wellenthal. Dieses Überstürzen der Wellen (die „Sturzseen“) bringt die grösste Gefahr für den Segler mit, indem es ganze Schiffe unter Wasser begräbt; die Wucht der herabfallenden Wogen zerbricht im Wege stehende Gegenstände und spült sie mit unwiderstehlicher Kraft über Bord.

Nachdem die Wellen einmal in Gang gesetzt sind, fahren sie fort, eine lange Zeit sich zu bewegen, wie ein Pendel, das in Gang gesetzt ist. Die Reibung des Wassers ist bei dem grossen Durchschnitt der Wellen sehr gering, deshalb hört die Bewegung nur langsam auf. Diese Bewegung wird Dünung genannt. Sie unterscheidet sich von dem ursprünglichen Seegang durch die abgerundeten Wellenkämme, von welchen kein Wasser überstürzt.

Die Dünung kann sich aus einem Gebiet fortpflanzen, wo Sturm herrscht, in ein anderes, wo die Luft relativ ruhig ist. Die Seefahrer schliessen auch häufig aus der Fortpflanzungsrichtung der Dünung, dass

Sturm in der entgegengesetzten Richtung herrscht, wodurch die Dünung gewissermaassen als Sturmwarnungszeichen dient.

Zwei Dünungen können einander kreuzen, oder, was viel häufiger eintrifft, der Wellengang einer Dünung kann den unter dem Einflusse eines Sturmes sich ausbildenden Wellenzug schneiden. Dabei entstehen durch Interferenz Wellen, die im Gegensatz zu den gewöhnlichen, nach parallelen Kämmen angeordneten, Hügel- oder Pyramiden-Form annehmen (Fig. 148.) Dieselben sind viel gefährlicher als die gewöhnlichen Wellen, deren Wucht man zum grössten Teil

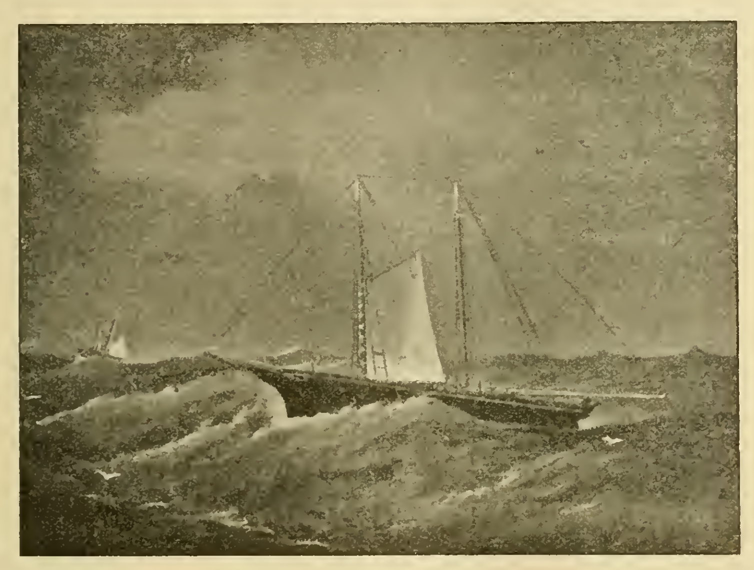


Fig. 148. Hügelförmige Wellen von zwei einander kreuzenden Wellensystemen herrührend.

dadurch entgeht, dass man das Schiff senkrecht zu den Wellenkämmen stellt und vor dem Sturme hinläuft („lenzt").

Experimentaluntersuchungen über Wellen. Wenn man von einem festen Punkt z. B. dem Decke eines verankerten Schiffes den Seegang betrachtet und einen Schwimmkörper hinauswirft, sieht man, wie derselbe auf dem Wellenkamm sich vorwärts in der Fortpflanzungsrichtung des Wellenzuges verschiebt, um nachher im Wellenthal ungefähr gleich viel zurückzugehen. Im Ganzen bewegt er sich (wenn ihn der Wind nicht fasst), kaum von der Auswurfstelle weg. Der Schwimmkörper bewegt sich demnach sowohl in vertikaler wie in horizontaler

Richtung hin und her. Ähnlich sind die Bewegungen der Wasserpartikelchen, welche sich demnach in elliptischen oder kreisförmigen Bahnen bewegen.

Zu demselben Schluss ist man durch Studium der Bewegungen von aufgeschlämmten Körpern gekommen, welche in langen Wassertrögen sich befinden, in welchen man durch Zulass von Wasser, Eintauchen von Verdrängungskörpern oder ähnlichen Mitteln eine Wellenbewegung hervorruft. Solche Versuche sind von den Brüdern Weber, von Scott Russel, Hagen u. a. ausgeführt worden. In genügend tiefem Wasser schliesst sich die Bewegung der Wasserpartikelchen um so näher einer kreisförmigen Bahn an, je tiefer sie liegen.

Mit zunehmender Tiefe nehmen aber die Durchmesser dieser kreisförmigen Bahnen schnell ab. Diese Abnahme erfolgt nach einer Formel

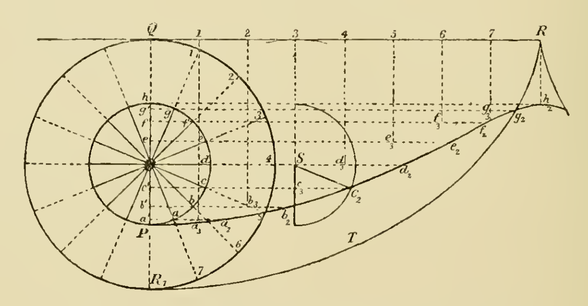


Fig. 149. Trochoïde, Ph_2 und Cykloïde, R_1R.

von Bertin, sodass, wenn l die Länge der Welle darstellt, der Durchmesser in der Tiefe $\frac{1}{9,07}\,l$ halb so gross ist wie an der Oberfläche, in der Tiefe $\frac{2}{9,07}\,l$ viermal kleiner als oben u. s. w. Die Abnahme geschieht nach einer geometrischen Reihe. In einer Tiefe von 50—100 m ist deshalb der Wellenschlag kaum merklich.

Wenn wir annehmen, dass die Wasserpartikelchen kreisförmige Bahnen beschreiben, so wird die Wellenlinie eine sogenannte Trochoïde bilden (Ph_2 in Fig. 149). Diese Kurve wird von einem Punkte P einer Kreisscheibe QR_1 beschrieben, wenn dieselbe längs der Geraden QR rollt. Ist der beschreibende Punkt P am Umkreise der Kreisscheibe z. B. in R_1 gelegen, so geht die Trochoïde in eine Cykloïde R_1TR über.

Für die Schwingungszeit (t) eines solchen Partikels leitet man in der Mechanik die Beziehung ab:

$$t = \sqrt{\frac{2\,\pi\,l}{g}},$$

worin l die Wellenlänge in Metern, $\pi = 3{,}14$ .. und $g = 9{,}81$ .. sind. Da nun $v = l/t$ ist, wo v die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellenbewegung bedeutet, so folgt:

$$v = \sqrt{\frac{g\,l}{2\,\pi}}.$$

Diese Formel gilt nur so lange die Meerestiefe (h) die Wellenlänge (l) übertrifft. In anderen Fällen erhält man die Formeln:

$$v = \sqrt{g\,.\,h} \text{ bezw. } v = \sqrt{\tfrac{3}{2}\,gh}.$$

Die zweite dieser Formeln soll gelten, falls die Wasserteilchen kreisförmige Bahnen, die erste, wenn sie geradlinige Bahnen beschreiben.

In der Wirklichkeit liegen diese Bahnen zwischen den beiden genannten Extremen. Die Versuche, welche in Wasserrinnen angestellt sind, scheinen sich der ersten Formel (von Lagrange) recht genau anzuschliessen. So fanden die Brüder Weber:

Wassertiefe h . .	2,71	5,41	8,12	10,83	16,24	62,26	cm
Geschwindigkeit v	55	76	85	90	94	172	„
$\sqrt{gh}$	52	73	89	103	126	247	„

Bei den grösseren Tiefen ist die Abweichung bedeutend, wahrscheinlich weil die Wellen nicht genügend lang sind.

Ebenso fand Hagen:

h	2,62	3,92	5,23	6,54	7,85	cm
v	50,5	65,1	72,7	86,8	98,6	„
$\sqrt{gh}$ . . .	50,7	62,0	71,6	80,1	87,8	„

Jedenfalls stimmen die v-Werte besser mit dieser Formel als mit der 23 Proz. höhere Werte ergebenden zweiten Formel.

Auch Scott Russel fand für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit von Einzelwellen („solitary waves"), die er durch plötzlichen Zulass von Wasser hervorbrachte, folgende Formel geltend:

$$v = \sqrt{g\,(h + p)},$$

worin p die Erhebung der Welle über das mittlere Niveau bedeutet.

Dagegen sind einige Versuche im freien Meere (von Duhil de Benazé und Kapitän Knoop) nicht mit der ersten Formel in Übereinstimmung zu bringen. Wahrscheinlich sind die Versuchsbedingungen den theoretischen Voraussetzungen nicht entsprechend.

Brandungswogen. Eine Welle, die auf eine Untiefe kommt oder gegen ein Ufer schlägt, nimmt eine besondere Form an und wird Brandungswoge genannt. Wenn der Wellenzug gegen einen steilen Felsen schlägt, so wird derselbe nach den gewöhnlichen Gesetzen der Wellenlehre reflektiert und es entstehen in dieser Weise stehende Wellen, welche, theoretisch genommen, nahezu die doppelte Höhe der ursprünglichen



Fig. 150. Brandung an einer seichten Küste.

Wellen erreichen können. Zu dieser Wirkung der Rückwerfung gesellt sich für gewöhnlich eine andere, welche auf der Abnahme der Tiefe beruht. Schon bei gewöhnlichen Wellen werden die Wellenkämme, welche dem Winddrucke mehr ausgesetzt sind wie die anderen Teile der Welle, vom Winde mitgerissen, sodass sie ins nächste Wellenthal hineinstürzen. Dadurch wird das Schäumen der Wellen bedingt. Eine ähnliche Wirkung hat die abnehmende Tiefe. Die Reibung der tieferen Teile der Welle gegen den Boden und gegen die angrenzenden Wasserschichten verhindert das normale Fortschreiten dieser Teile, wodurch die Wellenkämme vorauseilen und umkippen. Dadurch entstehen die schönen Brandungswogen (Fig. 150), welche beinahe immer gegen flache Ufer rollen. Dabei macht sich auch ein anderer Umstand geltend. Bei geringer Tiefe der

See, wie in der Nähe der Küste oder über Untiefen ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Quadratwurzel aus der Tiefe umgekehrt proportional. Eine Welle ($A\ A$ Fig. 151), deren verschiedene Teile verschieden tief sind, indem sie sich z. B. gegen eine Küste (K) hin bewegt, wobei die Küstenlinie und der Wellenkamm nicht einander parallel sind, pflanzt sich auf den tieferen Stellen schneller fort wie auf den seichteren, näher der Küste gelegenen. Folglich wird der nächste Wellenkamm nicht $A\ A$ parallel verlaufen, sondern etwa wie $A_1\ A_1$, der danach folgende wird etwa wie $A_2\ A_2$, der danach kommende wie $A_3\ A_3$ verlaufen. Der Wellenkamm verbiegt sich so, dass er zuletzt annähernd der Küste parallel verläuft.

Die Zunahme der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wasserwellen mit der Wassertiefe erkennt man sehr schön an den Aufzeichnungen über die Wellen der Seebeben (Fig. 112). So lagen z. B. die Wellen-

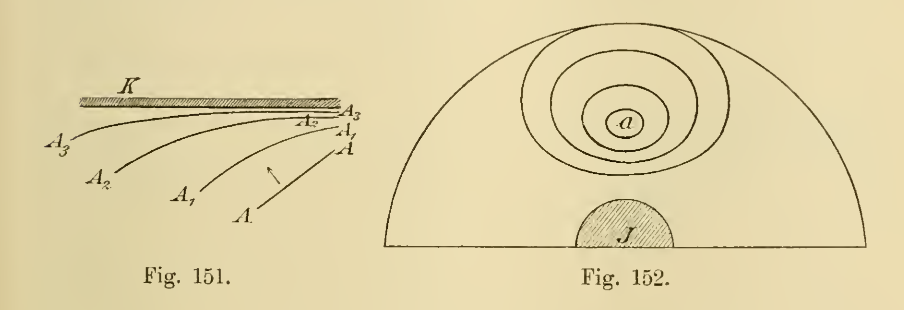


Fig. 151. Fig. 152.

kämme gar nicht symmetrisch rund um Krakatau, sondern sie verschoben sich mit einer viel grösseren Geschwindigkeit über den grossen Tiefen des Indischen Oceans als nach anderen Richtungen.

Es ist sehr leicht, diese Verzögerung der Wellen an der Wasseroberfläche einer kreisförmigen Fontäne wahrzunehmen, in deren Mitte eine kleine Insel (J Fig. 152), sich befindet, aus welcher ein vertikaler Wasserstrahl heraussprudelt. Das Wasser möge sonst überall gleich tief sein; von J zur Mitte zwischen J und dem Rande nehme die Tiefe langsam zu. Solche Fontänen sind in Gärten sehr gebräuchlich. Bei leisem Winde fällt der Wasserstrahl unweit der mittleren Insel herunter (bei a). Die dabei entstehenden Wellen pflanzen sich dann mit grösserer Geschwindigkeit zum Rande der Fontaine hin fort als in der Richtung gegen die mittlere Insel. Die Wellenkämme bilden auch nicht Kreise um den Punkt, wo der Wasserstrahl hineinfällt, sondern ellipsenähnliche Figuren um Mittelpunkte, welche näher am Rande der Fontäne liegen, wie die Figur andeutet.

Nehmen wir jetzt an, wir haben eine Untiefe im Punkte X (Fig. 153) und ein Wellenzug komme vom offenen Meere, sodass der Wellenberg die Form einer geraden Linie AA hat. Zufolge der Tiefenverhältnisse, welche als symmetrisch um X gedacht werden, geht der mittlere Teil der Welle etwas langsamer als die äusseren, der Wellenkamm wird nacheinander die Formen 2, 3, 4 und 5 annehmen. Zuletzt zerlegt sich die Welle in zwei, 6 und $6a$, wovon die erste zu den immer mehr kreisrunde Form annehmenden Wellenbergen 7 und 8 übergeht, während $6a$ zu $7a$ und dieser zu $8a$ Anlass giebt, welche immer mehr der ersten Welle AA parallel werden. Die Energie der Welle 6 wird auf die Welle 7 übertragen. Da diese wegen der abnehmenden Fortpflanzungsgeschwindigkeit geringere Wellenlänge besitzt, als die erstgenannte, und ausserdem viel geringere Länge des Wellenkammes, so müssen die Wasserpartikelchen in der Welle 7 in viel heftigerer Bewegung sein, wie diejenigen in 6, d. h. die Wellenhöhe nimmt von 6 bis 7 zu. Noch stärker wird die Zunahme in Welle 8 und wenn zuletzt die Wogen über X zusammenschlagen, können sie eine kolossale Höhe erreichen. Man beobachtet auch über solchen Stellen eine stetige Brandung, wenn auch der See einen noch so leisen Wellengang besitzt. Nach Stevensons Messungen erreicht die Höhe der Brandungswoge das siebenfache der normalen Meereswellen und die höchsten Leuchttürme, die auf Scheeren gelegen sind, wie zum Beispiel der bekannte Turm auf Eddystone bei Plymouth, dessen Feuer 41 m über mittlerem Wasserstand steht, werden gelegentlich von den rasenden Wogen überspült.

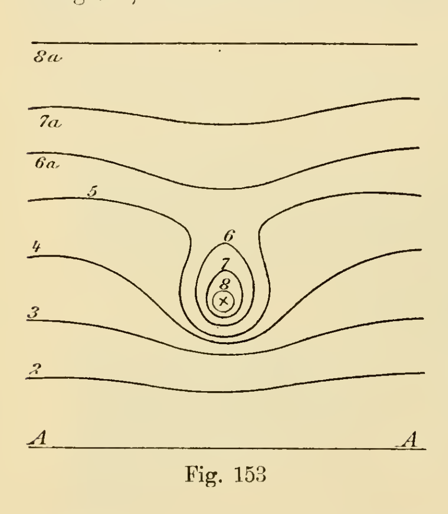


Fig. 153

An einem langen Ufer kann die Brandung nie diese Gewalt erreichen. Nehmen wir an, die Tiefe nehme proportional der Entfernung (d) von der Küste zu, so wird die Wellenlänge (l) einer gegen das Ufer hineinrollenden Woge der Quadratwurzel aus d proportional sein und da die potentielle Energie jeder Welle gleich sein muss, so nimmt die Höhe der Länge umgekehrt proportional zu, d. h. die Höhe der Brandung wächst annähernd umgekehrt proportional der Quadratwurzel aus

der Entfernung von der Küste. Wegen der Reibung geht die Zunahme langsamer vor sich.

Man hat die Energie der Brandung mit Hilfe von Federdynamometern zu messen versucht. Das Dynamometer (Fig. 154) war eine an der Hinterseite in einer Kulissenführung bewegliche Metallplatte, welche vertikal gegen den Anprall der Wogen aufgestellt wurde. Dieser war in einem von Stevenson beobachteten Falle so heftig, dass das Dynamometer einen Druck von 30 Metertonnen pro Quadratmeter angab (= 3 kg pro cm^2, also etwa das dreifache des Luftdruckes).

Nach diesen Beobachtungen kann man verstehen, mit welcher gewaltigen Kraft die Brandungswoge die Küste abzutragen vermag. Jeder Wellenkamm stürzt auf das Land ein, in jedem Wellenthal schiebt sich das Wasser hinaus. Die Steinfragmente, welche den Wellen in den Weg kommen, werden gegeneinander gerollt, bis sie abgerundete Formen erhalten. Gleichzeitig zerkleinern sie sich und geben Material zu dem feinsten Meeressande. Die Kraft der Wellen macht sich unter solchen Umständen in der auffallendsten Weise geltend, wenn das Wasser infolge von Flut, Windstau oder niedrigem Barometerdruck (z. B. in der Mitte einer Cyclone) — oder noch mehr durch gleichzeitige Wirkung mehrerer dieser Umstände — höher als gewöhnlich steht, sodass Gegenstände, Bauten u. s. w., welche sonst ausserhalb des Wirksamkeitsfeldes der Wellen stehen, in dieses Feld hineinkommen. Unter solchen Umständen können riesige Verheerungen entstehen.

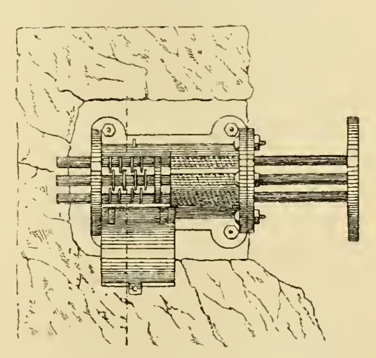


Fig. 154. Stevensons Wellendynamometer.

Das bei den Brandungen vom Ufer zurücklaufende Wasser giebt zu dem sogenannten „Sog“ (Saugen) Anlass, welche bei hohem Seegang eine ernste Gefahr für Badende veranlasst.

Bisweilen bilden sich sogenannte „Seebären“ (Einzelwellen, solitary waves), wie z. B. bei Erdbeben. Häufig kennt man nicht die nähere Ursache dieser Einzelwellen. Sie kommen ganz unerwartet und richten dadurch, wenn sie gegen die Küste schlagen, bisweilen viel Schaden an.

Seespiegelschwankungen. Seiches. Bisweilen, besonders nach starken Luftdruckschwankungen, gerät das Wasser in Binnenseen in stehende Schwingungen, sodass es z. B. an der einen Seite eines Sees

einige cm über, an der entgegengesetzten Seite ebensoviel unter dem mittleren Niveau steht. Diese Erscheinung, welche an die leicht zu erregende Schwankung des Wassers in einer Badewanne erinnert, ist zuerst an schweizerischen Seen, besonders dem Genfer See (wo die Wellenhöhe bis über 1 m erreichen kann) beobachtet worden und hat den da gebräuchlichen Namen Seiches erhalten.

Es können auf dem See eine oder mehrere Knotenlinien entstehen, wo das Wasser in Ruhe bleibt. Der einfachste Fall ist derjenige, dass eine Knotenlinie in der Mitte der See bei K sich befindet (wie in Fig. 155 *a*).

Die Fig. 155 *b* und *c* zeigen die Einteilung eines Seebeckens mit zwei bezw. drei Knotenlinien. Im Plattensee hat man sogar Seiches mit fünf

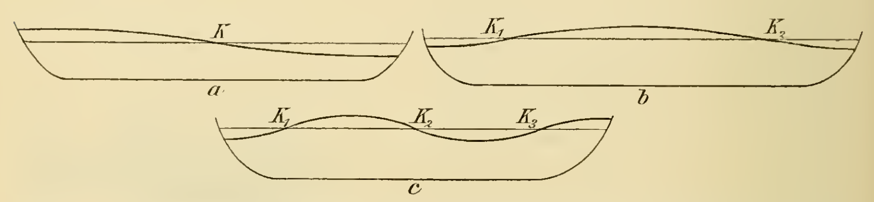


Fig. 155. Schematische Darstellung der „uninodalen" (*a*), „binodalen" (*b*) und „trinodalen" (*c*) Seespiegelschwankung.

Knotenlinien aufgefunden. Die Einteilung ist genau dieselbe wie diejenige einer offenen Pfeife. Die Schwingungszeit gehorcht der Formel:

$$t = \frac{l}{\sqrt{gh}},$$

worin l die Entfernung der beiden Ufer oder für höhere Seiches der Abstand zwischen zwei Bäuchen (oder zwei Knoten = die halbe Wellenlänge) und h die (mittlere) Tiefe des Sees ist.

Die Seiches werden am besten mit Hilfe eines selbstregistrierenden Pegels beobachtet, bei welchem ein Schwimmkörper, der auf der Oberfläche des Wassers ruht, seine Höhe auf einem durch ein Uhrwerk vorwärts getriebenen Koordinatenpapier einzeichnet.

Bei näherer Nachforschung hat man gefunden, dass die Seiches an vielen anderen Stellen als in der Schweiz schon am Ende des 17. Jahrhunderts beobachtet wurden, so z. B. an den grossen amerikanischen Seen und im Wetternsee in Schweden. In späteren Zeiten hat man diese Erscheinung in allen grösseren Seen, die man untersucht hat, nachgewiesen (z. B. im Bodensee, in norwegischen Seen); in letzter Zeit

ist der Starnberger See von Ebert untersucht worden, welcher daselbst Wellenhöhen bis zu 5 cm fand. Die Schwingungszeit ist meistens sehr lang. Für die Hauptschwingung mit einem Knoten beträgt sie z. B. für den Plattensee 12 Stunden, für den Genfer See 73 Minuten, für den Starnberger See 25 Minuten. Die Perioden der höheren Schwingungen sind halb, ein Drittel, ein Viertel u. s. w. so lang. So fand Forel für die zweite Schwingung im Genfer See 35 Minuten.

Bei unregelmässiger Bodenform des Sees können die Oberschwingungen andere Werte der Schwingungszeit annehmen, so z. B. ist die Periodenlänge der ersten Oberschwingung des Starnberger Sees 15,8 Minuten, anstatt 12,5 Minuten, welche Zeit aus der letzten Formel in Übereinstimmung mit dem Werte für die Grundschwingung zu berechnen wäre. Diese Abweichung lässt sich nach Ebert als Folge einer Bodenschwelle im See bei Unter-Zaismering auffassen.

Die Seiches beruhen meistenteils auf Barometerschwankungen, wovon man durch Vergleich von Barogrammen mit den Aufzeichnungen der Pegel sich leicht überzeugen kann. Natürlicherweise kann jede Störung des Gleichgewichts der Wasseroberfläche, wie z. B. Erdstösse, Seiches hervorrufen.

Man hat auch das Vorkommen von Seiches in Meeresengen, wie im Euripus zwischen Negroponte und Griechenland, in dem Malteser See, am Fundy-Bay u. s. w., nachgewiesen. Vielleicht ist ein Teil der „Seebären" als eine Art Seiches anzusehen.

Beruhigung der See durch Fettschichten. Schon in der alten Zeit scheint es nicht ganz unbekannt gewesen zu sein, dass Ausgiessen von Öl auf die Wellen eine beruhigende Einwirkung auf den Seegang ausübt. Eine ähnliche Wirkung übt Seifenlösung (2—10 Proz.) aus, wobei ohne Zweifel die Seife in der grossen Wassermasse sich zu Öl-, bezw. Palmitinsäure und Lauge umsetzt. Die ausgeschiedene fette Säure wirkt dabei wie eine Ölhaut. Das Öl breitet sich auf das Wasser als eine sehr dünne Haut aus — man ist neuerdings zu Werten von 5.10^{-6} mm der Dicke ähnlicher Häute gelangt.

Über die Art und Weise, wie diese Ölschicht wirkt, ist man nicht ganz einig. Einige meinen, die Luft habe eine geringere Reibung gegen das Öl als gegen Wasser, sodass der Wind nicht die Wellen hervorbringen kann. Diese Deutung scheint nicht genügend zu sein, da rund um die Stelle, wo das Öl ausgegossen wird, sich eine ruhige Stelle in der Mitte der brandenden Wellen ausbildet. Andere glauben, dass die Erscheinung mit der verminderten Oberflächenspannung zusammenhängt.

Es scheint, als ob die Schwingungszeit durch die dünne Ölschicht verändert werden würde und vielleicht in ungleichem Grade je nach der an verschiedenen Stellen verschiedenen Dicke der Ölhaut. Dadurch würde die geölte Stelle verhindert sein, im Takt mit der übrigen Wasserfläche zu schwingen, wodurch bald Beruhigung der Schwingungen eintreten würde. In ungefähr derselben Weise verhält sich das arktische Meer, sobald es von Eisstücken bedeckt ist. Die Partikelchen im Eisstück können nicht dieselben Bahnen beschreiben, wie die benachbarten Wasserpartikelchen, dadurch entstehen Reibungen, welche die Wellenbewegung vernichten. In der That wird der Wellengang nach Aussage der Seeleute in arktischen Meeren stark durch die auf der Oberfläche schwimmenden Eisstücke beruhigt. Ebenso bedient man sich, wenn man Wasser in einem Eimer trägt, eines hölzernen Kreuzes, welches auf die Wasseroberfläche gelegt wird, um das Schwanken des Wassers über die Ränder des Eimers zu verhüten. Die Schwingungen, welche durch die kleinen Stösse beim Gehen dem Wasser mitgeteilt werden, und welche durch eine Art Resonanzerscheinung bei jedem Schritt verstärkt werden, entsprechen nicht den Eigenschwingungen des Holzkreuzes, welches infolgedessen als Dämpfer wirkt. In ebenderselben Weise sollten die Ölpartikelchen nicht die Schwingungen der Wasserpartikelchen mitmachen können. Dabei spielt jedenfalls die Zähigkeit des Öls eine grosse Rolle. Petroleum, das keine besonders grosse Zähigkeit besitzt, ist sehr wenig wirksam, dagegen haben Lein- und Terpentinöl, sowie Fischthran und die Säuren der Seifen, welche alle sehr schwerflüssig sind, eine sehr starke Wirkung.

Man beobachtet häufig auf den Seen blanke Stellen, welche so gut wie keinen Wellengang zeigen, und welche sich von der benachbarten stark gekräuselten Oberfläche unterscheiden. Besonders häufig kommt es vor, dass das Kielwasser eines Bootes eine Zeit lang einen solchen glatten Streifen bildet. Es ist höchst wahrscheinlich, dass dies von kleinen Ölmengen herrührt, welche vom Boot zum Wasser übergehen, z. B. aus der Ölfarbe, aus den Schmiermitteln der Maschinen, besonders der Schraube. Auch für andere ähnliche Fälle ist man der Ansicht, dass eine dünne Fettschicht, wozu das Fett von Tieren oder Algen des Wassers geliefert ist, die blanken Stellen verursachen.

G e z e i t e n. Die wichtigste Wellenbewegung des Meeres sind die sogenannten Gezeiten. An der Küste der grossen Meere findet man, dass das Wasser periodisch steigt und sinkt mit einer Periode von $12^h\,25^m$. Diese Zeit entspricht genau der halben (scheinbaren) Umlaufs-

zeit des Mondes um die Erde. Man brachte deshalb schon lange diese beiden Umstände in Zusammenhang und nahm an, dass die Gezeiten von dem Monde verursacht werden. Es war Newton vorbehalten, dies näher zu erläutern.

Er ging dabei von folgender Betrachtungsweise aus. Es sei (Fig. 156) $ANBZA$ ein Durchschnitt der Erde. Der Mond befinde sich in der Verlängerung des Durchmessers NZ. Er wirkt anziehend auf eine Partikel in Z ebenso, wie auf eine in A oder in N. Die Anziehung ist aber am grössten auf die Partikel in Z, am geringsten auf diejenige in N, und die Anziehung auf eine Partikel in A kann als die

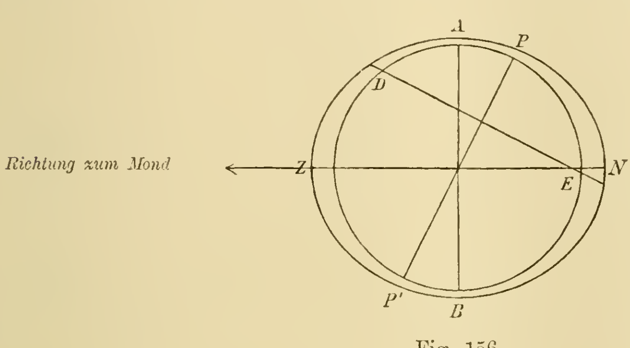


Fig. 156.

mittlere Anziehung des Mondes auf eine Partikel (nehmen wir an, sie habe die Masse Eins) der Erde angesehen werden.

Wenn die Entfernung der Mittelpunkte von Mond und Erde gleich a gesetzt wird, wobei der Erdradius als Einheit genommen wird, so ist der Unterschied d der Anziehung der Masse 1 in Z und A gegen den Mond (Masse m) folgender Bedingung unterworfen:

$$\frac{d}{k} = \frac{m}{(a-1)^2} - \frac{m}{a^2} = \frac{m}{a^2 - 2a + 1} - \frac{m}{a^2} = \frac{m}{a^2}\left(1 + \frac{2}{a} \cdots - 1\right) = \frac{2m}{a^3}$$

Das Anziehungsfeld kann nun dargestellt werden als die Summe von drei Kraftfeldern, ein konstantes Feld, wo überall dieselbe Kraft wie in A wirkt, ein zweites Feld zufolge der Anziehung der Erde und ein drittes Feld, wo die Kraft in Z gleich d ist und gegen den Mond gerichtet, in N auch gleich d aber vom Monde abgewendet. Alle Punkte links von AB in diesem letzten Felde werden nach links gezogen, alle diejenigen rechts von AB nach rechts mit Kräften die der Entfernung von AB proportional sind. Das erste Kraftfeld strebt, die Erde dem Monde zu nähern

und bewirkt die Drehung der Erde um den gemeinsamen Schwerpunkt der Erde und des Mondes. Das zweite Feld bewirkt die Schwere der Körper und das dritte Feld eine geringe Änderung dieser Schwere.

Die Anziehung der Erde ist $g = kM : 1^2$, worin M ihre Masse. Da $M = 80\ m$ ist und $a = 60$, so ersieht man daraus, dass $g = 8640000\ d$ ist, d. h. eine Masse von 8 Kilogramm beim Äquator verliert nicht völlig ein Milligramm an Gewicht, wenn der Mond gerade über ihr steht.

Da nun die grösste Entfernung des Mondes von der Erde 407110 Kilometer, die geringste dagegen nur 356650 Kilometer beträgt, so verändert sich die Kraft d im Verhältnis 1 : 1,49. Sie ist also, wenn der Mond im Perigäum steht, etwa 23 Proz. grösser, wenn er im Apogäum steht, etwa 21 Proz. geringer wie im Mittel.

Wir wollen nun berechnen, um wie viel der Mond die Meeresoberfläche zu heben vermag. Diese Rechnung können wir mit Newton so ausführen, dass wir annehmen, die Deformation der Erde sei proportional der wirkenden Kraft. Wir kennen nämlich die Deformation der Erde (die Abplattung $= \frac{1}{299}$) zufolge der Centrifugalkraft der Erddrehung. Die Centrifugalkraft beträgt (vgl. S. 242) $\frac{1}{289}$ der Schwere, die fluterzeugende Kraft des Mondes $\frac{1}{8640000}$ derselben Kraft. Folglich soll die Abplattung der Erde (falls sie mit vollkommen beweglichem Stoff bedeckt ist, welche Bedingung Wasser genügend erfüllt) zufolge der Flutkraft des Mondes $\frac{289}{8640000} \cdot \frac{1}{299} = 1{,}12 \cdot 10^{-7}$ betragen. Da der Äquatorialhalbmesser der Erde $6{,}378 \cdot 10^6$ m beträgt, so würde demnach die Deformation nicht mehr als 0,714 m erreichen. Diese Ziffer giebt den Niveauunterschied an, wenn der Mond im Zenith und am Horizont steht.

Eine ähnliche Wirkung hat die Sonne; sie liegt uns 392 mal entfernter wie der Mond im Mittel, dagegen übertrifft ihre Masse diejenige des Mondes 2640000 mal. Die Wirkung der Sonne verhält sich demnach zu derjenigen des Mondes wie 2640000 zu $(392)^3$ oder wie 0,438 zu 1. Die Höhe der von der Sonne erzeugten Flutwellen sollte demnach nur 0,313 m erreichen.

Wie wir unten sehen werden, stimmt die Mondwirkung allein an Grösse mit derjenigen überein, welche man thatsächlich an im Ocean gelegenen isolierten Inseln beobachtet. Diese Wirkung gilt nur für Punkte, über denen der Mond im Zenith steht und sie nimmt schnell zur Seite ab. Dieser Umstand, wie auch mehrere Störungen zufolge von Reibung oder ungenügender Breite der Meeresteile, verursacht, dass die beobachtete Wirkung (an stark isolierten Oceaninseln) meist geringer ist (0,3—0,7 m), als die berechnete.

Die Oberfläche der Erde wird nahezu eine Umdrehungsellipsoide mit der längsten Achse nach NZ (Fig. 156) bilden, wenn ihre Form vorher sphärisch war. Bezeichnet h die Erhebung bei Z und bei N, dagegen h_1 die Senkung der Meeresoberfläche bei A und B, so muss die neue Umdrehungsellipsoide hinsichtlich des Volumens gleich der alten Erdkugel (Radius $= R$) sein, folglich:

$$\tfrac{4}{3}\pi (R+h)(R-h_1)^2 = \tfrac{4}{3}\pi R^3$$

oder:

$$h_1 = \tfrac{1}{2} h.$$

Daraus folgt für die Mondwirkung, da $h + h_1 = 0{,}714$ m, $h = 0{,}476$ und $h_1 = 0{,}238$ m.

Durch eine ähnliche Rechnung für die Sonne findet man Werte, die 0,209 bezw. 0,104 m erreichen.

Es ist leicht, die Punkte zu bestimmen, wo die Einwirkung des Himmelkörpers Null ist. Diese Punkte bestimmen die Grenze zwischen Gegenden mit Ebbe und Gegenden mit Flut.

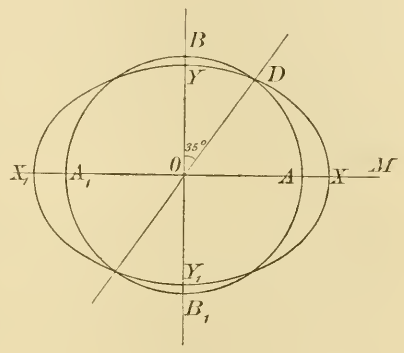


Fig. 157.

Es bezeichne in Fig. 157 BAB_1A_1B den Durchschnitt der Erde, als kugelförmig angenommen, und YXY_1X_1Y den Durchschnitt der elliptischen Meeresoberfläche, welche zufolge des in der Richtung XM stehenden Mondes deformiert ist.

Für den Kreis gilt die Formel:

$$x^2 + y^2 = R^2,$$

für die Ellipse dagegen:

$$\frac{x^2}{(1+2a)^2} + \frac{y^2}{(1-a)^2} = R^2$$

wenn $3a$ die Abplattung ist. Man findet durch Elimination zwischen diesen beiden Gleichungen für den Durchschnittspunkt D:

$$x^2 : y^2 = 1 : 2 = tg^2 BOD.$$

oder:

$$BOD = 35^0 16'.$$

Es entsteht also gerade unter dem Himmelskörper M eine Anschwellung des Meeres, welche einen Winkel von 54° 44′ (DOM) bildet. Der übrige Teil des Meeres hat Ebbe.

Da der Himmelskörper im allgemeinen nicht gerade über dem Äquator steht, zerlegt man seine Wirkung in zwei Komponenten, wovon die eine längs der Erdachse, die andere senkrecht dazu gerichtet ist. Die Flutwirkung der ersten Komponente ist sehr einfacher Natur. Sie besteht in einer Erhebung des Meeres rund um die Pole und einer Senkung desselben in der Nähe des Äquators. Die Zone um den Äquator, welche zufolge dieser Kraft Ebbe besitzt, nimmt eine Breite von 35° 16′ nördl. und südl. vom Äquator ein. Die auf der Parallele 35° 16′ gelegenen Punkte erleiden nie eine Gezeitenwirkung zufolge der längs der Erdachse gerichteten Flutkomponente.

Zufolge der Anwesenheit der Kontinente tritt eine kleine Verschiebung ein. Darwin hat berechnet, dass die neutrale Zone im Atlantischen Ocean auf 34° 40′ n. Br. liegt.

Über diese Flutwirkung superponiert sich diejenige zufolge der in der Äquatorialebene gelegenen Kraftkomponente, welche in einem Mondtag rund um die Erde wandert.

Nun sind die Fluten bei Z (Zenithfluten) und N (Nadirfluten) einander nicht ganz gleich, jedoch ist der Unterschied so gering, dass man ihn nicht bemerkt ($\frac{1}{44}$). Wenn aber die Sonne und der Mond einander unterstützen (bei den Syzygien, wo Erde, Mond und Sonne in gerader Linie stehen), so entsteht eine viel grössere Wirkung, wie wenn sie einander entgegenwirken (bei den Quadraturen). Im ersten Fall spricht man von Springzeit, im zweiten von tauber Zeit (Nippzeit).

Auch die Sonne steht der Erde zu einigen Zeiten etwas näher (am 2. Jan. geht die Erde durch das Perihel) als in anderen. Die dadurch verursachte Schwankung der fluterzeugenden Kraft erreicht nur 10 Proc. des Mittelwertes.

Ausserdem spielen die Perioden ein, welche sich bei der Nutation und Präzession geltend machen und welche 18,6 bezw. 21000 Jahre erreichen. In einer Periode von 21000 Jahren durchlaufen die Gezeiten alle möglichen Kombinationen von verschiedenen Kraftwirkungen der Sonne und des Mondes. Diese Kraftwirkungen können im Verhältnis 1 : 4,5 schwanken.

Gezeiten nach verschiedenen Perioden. Kehren wir jetzt zu unserer Fig. 156 zurück. Es seien P und P^1 die beiden Pole der Erde. Der bei D gelegene Ort wird teils Flut haben, wenn D so liegt wie in

der Figur, teils auch einen halben Mondtag ($12^h\ 25^m$) später, wenn er zum Monde dieselbe Stellung, wie in der Zeichnung der Ort E, einnimmt. Im ersten Fall wird die Flut höchst gering sein, im zweiten Fall ein Maximum erreichen. Man kann deshalb sagen, dass der Ort D zwei Gezeitensystemen unterworfen ist, einem „halbtägigen", bei welchem Flut sowohl in der Stellung bei D und bei E eintrifft, und einem „eintägigen", bei welchem in der Stellung D Ebbe, in der Stellung E dagegen Flut eintrifft. Diese beiden Systeme überlagern einander und bewirken zusammen eine sehr schwache Flut (es kann auch Ebbe eintreffen) in der Lage D, eine sehr starke dagegen in der Lage E.

Die Linie ZN ändert ihre Lage im Verhältnis zur Erdachse PP^1 einmal in jedem tropischen Monat (27,3 Tage) je nach der Deklination des Mondes. Dadurch wird auch das Gezeitenphänomen im Punkte D beeinflusst. Infolgedessen entsteht eine halbmonatliche Schwankung in der Stärke der Gezeiten. Auch diese Schwankung kann als ein eigenes Gezeitensystem aufgefasst werden, welches über die anderen superponiert ist.

Weiter schwankt die Neigung der Mondbahn gegen die Ekliptik in 18,6 Jahren zwischen $+ 5^0\ 8{,}8'$ und $- 5^0\ 8{,}8'$. Die Neigung der Ekliptik gegen den Äquator beträgt $23^0\ 27{,}3'$. Demzufolge schwankt die maximale Deklination des Mondes zwischen den Werten $28^0\ 36'$ und $18^0\ 18{,}5'$. Das halbmonatliche Gezeitenphänomen wird dadurch Schwankungen unterworfen werden, die einer Periode von 18,6 Jahren folgen.

In ebenderselben Weise hängt die 21000jährige Periode der Sonnengezeiten von der gleichzeitigen Schwankung der Sonnendeklination ab.

Die durch diese Umstände erfolgenden Schwankungen können als selbständige langperiodische Gezeiten aufgefasst werden.

Jedenfalls sind die halbtägigen, eintägigen und halbmonatlichen Gezeiten die drei unvergleichlich wichtigsten, deren Berücksichtigung für praktische Zwecke genügend genaue Resultate ergiebt.

Wenn die Schwingungsamplituden der Wasserteilchen sehr erheblich werden, entstehen Erscheinungen, die dem Auftreten von Obertönen, Differenz- und Summationstönen entsprechen. Bei einer vollständigen Behandlung des Gezeitenproblems sind auch diese schwächeren Schwankungen in Betracht zu ziehen. Dies geschieht durch die unten näher zu besprechende harmonische Analyse, mit deren Hilfe man alle diese Variationen voneinander trennen kann.

Neuere theoretische Untersuchungen. Die oben durchgeführten Betrachtungen rühren von der von Newton erdachten soge-

nannten statischen Theorie her. Sie stimmen nur bezüglich der Periodenlänge mit der Erfahrung überein. Dagegen treten die Erscheinungen, wie man schon zu Newtons Zeit kannte, zu ganz anderen Zeiten ein, als die Theorie voraussehen lässt. So z. B. bemerkte schon Newton, dass Springflut in Bristol nicht bei den Syzygien eintritt, sondern erst 43 Stunden später. Auch die halbtägige Periode verhält sich ganz anders als die statische Theorie voraussehen lässt. So z. B. sollten die Zeiten des Hochwassers zur Zeit des Voll- oder Neumondes, die sogenannten Hafenzeiten, für die verschiedenen britischen Hafenorte um weniger als eine Stunde untereinander verschieden sein, während sie, wie die beigedruckte Karte (Fig. 158) zeigt, um mehr als 12 Stunden sich unterscheiden. Eine Betrachtung dieser Karte zeigt deutlich, wie eine Gezeitenwelle von dem Atlanten in den Kanal hineindringt, und zwar mit grösserer Geschwindigkeit in dem tieferen Wasser. Eine andere Gezeitenwelle schiebt sich längs der englischen Ostküste vom Nordatlanten hinein. Zwei ähnliche Wellen dringen von Norden und von Süden in die Irische See hinein.

Es ist offenbar, dass diese Gezeitenwellen als „freie" Einzelwellen aus dem umgebenden Meer hineinwandern, unabhängig von der Stellung des Mondes und der Sonne am Himmel. Die Gezeitenerscheinung auf dem offenen grossen Meer wäre demnach als eine „gezwungene", an der Stellung der Himmelskörper gebundene, Welle anzusehen. Die Gezeitenwellen in den weniger offenen Seitenmeeren wären als von der grossen „gezwungenen" Welle abgezweigte „freie" Wellen zu betrachten.

Es haben viele Mathematiker ersten Ranges, wie Laplace, Young, Airy und andere ihren Scharfsinn auf die Lösung des verwickelten Gezeitenproblems angewandt, und doch kann man kaum sagen, dass seine Rätsel nennenswert vermindert sind. Die Konfiguration der Kontinente und der Verlauf der Meerestiefen, welche beide bei der Lösung des Problems berücksichtigt werden müssen, sind viel zu verwickelt, als das sie mit unzweifelhaftem Erfolg der abstrakten mathematischen Analyse unterworfen werden können.

Da die statische Theorie von Newton unzweifelhaft für ein überall gleich tiefes (nicht allzu seichtes) Weltmeer gelten würde, hat Airy in seiner Kanaltheorie die Gezeitenerscheinung in engen Becken von grosser Länge (Kanälen), die rund um die Erde gehen, betrachtet. Die Annahme von solchen Becken entspricht einigermaassen einigen in der Wirklichkeit vorkommenden Fällen, weshalb die Airysche Theorie eine gewisse Anerkennung gefunden hat.

Es bleibt der reinen Empirie überlassen, die Gezeitenerscheinungen mit Hilfe von registrierenden Pegeln so genau wie möglich zu messen, um die so



Fig. 158.

erhaltenen Resultate mit Hilfe der harmonischen Analyse zu bearbeiten. Durch diese Bearbeitung sind sehr viele interessante Einzelheiten zu Tage befördert und sehr wichtige Fragen, wie wir sehen werden, angeregt worden.

Anwendung der harmonischen Analyse. Um alle diese verschiedenen Einflüsse auseinander zu sondern, hat man zu dem Hilfsmittel der harmonischen Analyse gegriffen, welche in letzter Zeit zur Auffindung und Untersuchung von periodischen Erscheinungen eine immer grössere Verwendung findet.

Diese von Fourier ursprünglich stammende und von Bessel weitergeführte Berechnungsweise gründet sich darauf, dass die Stärke (Amplitude) einer periodischen Erscheinung, deren Periode T ist, nach einer Reihe sich entwickeln lässt, welche folgende Form erhält:

$$H_t = (H) + A_1 \cos \nu t + B_1 \sin \nu t + A_2 \cos 2 \nu t + B_2 \sin 2 \nu t + \ldots$$

worin H_t die Amplitude der Erscheinung (in diesem Fall die Höhe des Wasserstandes an einem bestimmten Ort an der Küste) zur Zeit t, (H) der Mittelwert der H_t-Werte in einer langen Reihe Beobachtungen von einer ganzen Anzahl Perioden und $A_1, A_2 \ldots, B_1 . B_2 \ldots$ Koeffizienten darstellen, welche die Stärke der Schwankung angeben. ν bedeutet die Zahl $2\pi : T$. Wie aus der Form ersichtlich, erhält H_t denselben Wert, wenn man einmal t, ein anderes Mal $t + T$ oder $t + a\,T$ einsetzt, worin a eine ganze Zahl bedeutet. Dieser Umstand ist nur ein Ausdruck dafür, dass die Erscheinung die Periode T besitzt.

Mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate berechnet man die wahrscheinlichsten Werte der Koeffizienten und findet dafür die folgende Form:

$$A_1 = \frac{2}{n} \sum_0^{n-1} H_m \cos \nu\, t_m \,;\; B_1 = \frac{2}{n} \sum_0^{n-1} H_m \sin \nu\, t_m.$$

$$A_2 = \frac{2}{n} \sum_0^{n-1} H_m \cos 2\, \nu\, t_m \,;\; B_2 = \frac{2}{n} \sum_0^{n-1} H_m \sin 2\, \nu\, t_m.$$

n bedeutet die ganze Zahl, welche T am nächsten kommt.

Um die Bedeutung dieser Rechenoperationen zu erläutern, führen wir ein Beispiel aus. Wir wollen nun z. B. die Periodicität nach dem halben einfachen Mondumlauf von $12^h\,25^m$ untersuchen. Nehmen wir an, der Stand des Wassers werde alle halbe Stunden beobachtet, so ist es am einfachsten als Zeiteinheit die halbe Stunde zu nehmen. T wird dann 24,83 und n die nächtsliegende ganze Zahl 25. t möge von einer bestimmten Zeit als Nullwert ab gerechnet werden, z. B. von einer Zeit, in welcher der Mond durch die Meridianebene des Ortes geht

(zu welcher nach der einfachen Newtonschen Theorie Flut eintreffen sollte). Auf jeden halben Mondumlauf kommen also 25 Beobachtungen mit Ausnahme jeder sechsten, auf welchen nur 24 Beobachtungen fallen. Wir ordnen nun eine Tabelle nach dem folgenden Schema:

1.	H_0	H_1	H_2	. . . .	H_{23}	H_{24}
2.	H_{25}	H_{26}	H_{27}	. . . .	H_{48}	H_{49}
3.	H_{50}	H_{51}	H_{52}	. . . .	H_{73}	
4.	H_{74}	H_{75}	H_{76}	. . . .	H_{97}	H_{98}
—	—	—	—	— — — —	—	—
—	—	—	—	— — — —	—	—
—	—	—	—	— — — —	—	—
8.	H_{174}	H_{175}	H_{176}	. . . .	H_{197}	H_{198}
9.	H_{199}	H_{200}	H_{201}	. . . .	H_{222}	
10.	H_{223}	H_{224}	H_{225}	. . . .	H_{246}	H_{247}

Die erste Beobachtung H_0 kommt zuerst und danach alle die in der ersten Periode fallenden bis H_{24}. Die 26. Beobachtung, H_{25}, fällt nahezu eine Periode (fünf Minuten mehr) nach H_0 und wird deshalb unter H_0 geschrieben; dasselbe gilt für die Beobachtung H_{50}, welche zwei Perioden später als H_0 (auf 10 Minuten nahe) eintrifft. Dagegen ist die nächste Beobachtung, welche so nahe als möglich dem Wert H_0 entspricht, nicht H_{75}, welches drei Perioden + 15 Minuten, sondern H_{74}, welches drei Perioden — 10 Minuten später als H_0 eintrifft. Die vierte Reihe fängt also mit H_{74} an und die letzte Stelle der dritten Reihe ist unbesetzt. Wenn man da einen Wert einschalten will, nimmt man den Mittelwert zwischen H_{73} und H_{74}. Die folgenden vier Zeilen enthalten wiederum je 25 H-Werte tabelliert, die danach folgende neunte Zeile wird wie die dritte und die zehnte wie die vierte behandelt u. s. w.

Auf diese Weise kommen unter H_0 alle diejenigen Beobachtungen, welche H_0 am meisten entsprechen (an einer ganzen Anzahl Perioden $\pm$ 10 Minuten nach H_0 angestellt sind). Ebenfalls kommen unter H_1 die anderen Beobachtungen, welche so nahe wie möglich eine ganze Anzahl von Perioden nach H_1 angestellt sind u. s. w.

Wenn nun die Periodicität nach der untersuchten Periode von $12^h\ 25^m$ der alleinige Faktor wäre, welche das Gezeitenphänomen beherrschte, so würden alle Beobachtungen unter H_0 mit dieser gleich sein, oder richtiger einen sehr geringen Unterschied von H_0 zeigen, den Abweichungen von $\pm$ 10 Minuten von den ganzen Perioden entsprechend.

Es zeigt sich aber, dass dies gar nicht zutrifft, und dies hängt von

störenden Umständen ab, welche teils von den anderen periodischen Einflüssen von anderer Periodenlänge (wie Sonnenumlauf, tropischem Monat u. s. w. sich geltend machen), teils auch von zufälligen nicht periodischen Störungen, wie Windrichtung, Barometerdruck u. s. w. herrühren. (Wenn der Wind von der See weht, wird das Wasser gegen das Land aufgestaut, ebenso drückt ein hoher Luftdruck das Wasser herunter, was man am leichtesten an Binnenmeeren, z. B. der Ostsee, nachweisen kann. wo keine merklichen Gezeiten stören.) Wenn man aber eine genügend grosse Anzahl von Beobachtungen besitzt, so gleichen sich diese periodischen und unperiodischen Störungen aus, indem sie ebenso häufig in der einen wie in der andern Richtung liegen, und zwar um so mehr, je länger die Beobachtungsreihe ist.

Ist die Beobachtungsreihe lang genug, so nimmt man als einen nahezu richtigen Wert von H_0 das Mittel aus H_0 und allen anderen Werten, welche unter H_0 stehen. Dieser Mittelwert, den wir künftighin H_0 heissen, wird in die Formeln auf S. 456 unter dem Zeichen Σ eingeführt. In ähnlicher Weise bildet man Mittelwerte H_1, H_2 u. s. w. bis H_{23} und H_{24}.

Mit Hilfe dieser Werte werden jetzt die Koeffizienten A_1, A_2, B_1 und B_2 berechnet nach den Formeln:

$$A_1 = \frac{2}{25} \sum_0^{24} H_m \cos \nu t_m \qquad B_1 = \frac{2}{25} \sum_0^{24} H_m \sin \nu t_m$$

$$A_2 = \frac{2}{25} \sum_0^{24} H_m \cos 2 \nu t_m \qquad B_2 = \frac{2}{25} \sum_0^{24} H_m \sin 2 \nu t_m$$

u. s. w.

ν ist gleich $2\pi : n$ oder in Bogengraden ausgedrückt $360 : n = 14{,}4^0$, da ja $n = 25$ ist. t_m bedeutet die ganzen Zahlen 0 bis 24. Folglich wird

$$A_1 = \frac{2}{25} (H_0 \cos 0^0 + H_1 \cos 14{,}4^0 + H_2 \cos 28{,}8^0 + \ldots\ldots$$
$$+ H_{23} \cos 331{,}2^0 + H_{24} \cos 345{,}6^0).$$

Nachdem nun A_1 u. s. w. berechnet sind, kann man den Wert H_t anders ausdrücken, nämlich folgendermaassen:

$$H_t = (H) + X_1 \cos \nu (t - a_1) + X_2 \cos 2 \nu (t - a_2) + \ldots . \quad (2)$$

worin:

$$N_1 = \sqrt{A_1{}^2 + B_1{}^2}; \qquad N_2 = \sqrt{A_2{}^2 + B_2{}^2}, \quad \text{u. s. w.}$$

$$\operatorname{tg} \nu \, \alpha_1 = \frac{B_1}{A_1}; \qquad \operatorname{tg} 2 \nu \, \alpha_2 = \frac{B_2}{A_2}, \quad \text{u. s. w.}$$

α_1 ist die sogenannte Phasendifferenz, welche in diesem Falle angiebt, wie spät die Fluterscheinung nach dem Durchgang des Mondes durch den Meridian sein Maximum erhält (dem höchsten Wasserstande entsprechend). Wenn man diese Verspätung in Stunden ausdrücken will, und α wie gewöhnlich in Bogengraden ausgedrückt ist, so hat man zu bemerken, dass eine Stunde in diesem Falle $28{,}6^0$ entspricht ($12^h \, 25^m$ entsprechen 360^0).

Die mit 2 indicierten Koeffizienten gehören einer eventuellen vierteltägigen Periode an. α_2 ist ebenfalls die Verspätung des Maximums in dieser Periode nach dem Durchgange des Mondes durch den Meridian.

Ob nun die gefundene Periodicität eine reelle Bedeutung hat, oder nur den unvermeidlichen zufälligen Fehlern zuzuschreiben ist, kann man durch Vergleichung der Grösse von N_1 und von N_2 mit dem wahrscheinlichen Fehler dieser Grössen entscheiden. Der wahrscheinliche Fehler r einer einzelnen Beobachtung H_m beträgt nach den Regeln der Wahrscheinlichkeitsrechnung:

$$r = \pm 0{,}674 \sqrt{\frac{\Sigma (\Delta_m)^2}{n - 5}},$$

worin:

$$\Delta_m = (H_m)_{beob.} - (H_m)_{ber.}$$

$(H_m)_{beob.}$ ist der oben gefundene aus den Beobachtungen folgende Mittelwert von H_m, wogegen $(H_m)_{ber.}$ den aus der Formel (2) mit Hilfe der Koeffizienten N_1 und N_2 berechneten Wert darstellt. Δ_m ist also die Abweichung zwischen Beobachtung und Berechnung. Hat man zwei N-Werte (N_1 und N_2), so kommt in den Nenner unter dem Wurzelzeichen im Ausdrucke für r der Wert $(n - 5)$, hat man aber nur einen N-Wert, kommt $(n - 3)$ an Stelle von $(n - 5)$, hat man drei N-Werte, muss man den Wert $(n - 7)$ verwenden u. s. w.

Aus dem wahrscheinlichen Fehler r einer Einzelbeobachtung lässt sich derjenige R eines Koeffizienten N nach folgender Formel berechnen:

$$R = r \sqrt{\frac{2}{n}}.$$

Wenn nun die N-Werte nicht grösser als R sind, ist das Vorhandensein der betreffenden Periode sehr zweifelhaft; ist dagegen $N:R$ eine grosse Zahl, so wächst die Wahrscheinlichkeit der Periodicität schnell mit diesem Werte. Auch wenn $N:R$ geringer ist als 2, kann man noch eine zufällige Periodicität vermuten. Je grösseres Material man verwendet, desto bedeutender muss $N:R$ ausfallen und zwar nahezu proportional der Quadratwurzel aus der Anzahl der benutzten Beobachtungen, wenn eine wirkliche Periodicität vorhanden ist.

Untersuchungen von G. H. Darwin. Diese immer mehr angewandte Methode zur Untersuchung von periodischen Erscheinungen hat Darwin ganz besonders für die Gezeitenerscheinung entwickelt. Die Theorie von Newton, welche später von Laplace, Stokes, Lord Kelvin und Darwin ausgebaut wurde, setzt nun voraus, dass im Meereswasser die Reibung so gering ist, dass die Gezeitenwelle nicht nach der die Gezeiten bewirkenden Kraft verspätet ist. Dies trifft wohl nicht für die Gezeiten von halbtägiger Periode zu, dagegen kann man mit Recht annehmen, dass es für diejenigen, welche von der verschiedenen Entfernung des Mondes und von seiner Deklination herrühren, erfüllt ist.

Was diese langperiodischen Gezeiten angeht, so sollten sie ebenso wenig an der Küste wahrnehmbar sein, wie auf einem Schiffe im offenen Meere, wenn die Erdkruste als eine auf einem flüssigen Erdkern schwimmende Scholle zu betrachten wäre. Man beobachtet nun eine Senkung oder Hebung des Meeres nach diesen Perioden. Folglich muss das Erdinnere weniger leichtflüssig sein wie das Meer. Man kann aber aus der Potentialtheorie mit grösserer Genauigkeit, wie nach der oben ausgeführten Rechnung (vgl. S. 450), ableiten, wie hoch das Meer an der Küste steigen würde, wenn die Erde sich wie ein absolut starrer Körper verhielte. Weil die Erde nicht absolut starr ist, so wird die Gezeitenwelle niedriger erscheinen, als theoretisch berechnet worden ist. Darwins Berechnungen zeigen nun, dass die Welle dieser langperiodischen Gezeiten etwa um 32 Proz. geringer ausfällt, als die Rechnung verlangt. Die Erde giebt also ein klein wenig nach, und Darwin berechnet daraus, dass die Starrheit der Erde ungefähr so gross wie diejenige des Stahls bei gewöhnlicher Temperatur und normalem Druck ist.

Die Zuverlässigkeit dieser Rechnung wird dadurch bedeutend geschwächt, dass die aus Indien herrührenden Beobachtungsreihen eine noch bedeutend grössere Starrheit der Erde ergeben, indem die Nachgiebigkeit derselben nur einem Unterschied von etwa 5 Proz. zwischen Beobachtung und Berechnung entspricht. Die wahrscheinlichen Fehler

der beiden Berechnungen sind so gering, dass ihre Resultate als miteinander unvereinbar zu betrachten sind.

Man muss deshalb nähere Untersuchungen über diese höchst interessante Frage abwarten. Es möge nur darauf hingewiesen werden, dass, wenn man auch eine Starrheit der Erde finden würde, die grösser ausfiele, wie diejenige des festen Stahles, man nicht berechtigt wäre, daraus zu schliessen, dass das Erdinnere fest sei. Flüssigkeiten und Gase bei so hohem Druck und so hoher Temperatur, wie diejenigen, welche im Erdinnern herrschen, können sehr wohl, wie oben bei den Betrachtungen über Vulkanismus gezeigt wurde, sich in dieser Hinsicht ungefähr wie feste Körper verhalten (vgl. S. 283).

Vergleich der Theorie mit der Erfahrung. Bei den Gezeiten von halbtägiger Periode sind die Regelmässigkeiten so stark verwischt, dass die Theorie sehr wenig Hilfe leistet, ausser in der Beziehung, dass die Wellenhöhe einigermaassen der wirkenden Kraft proportional ist. Aber die absolute Höhe und die Eintrittszeit lässt sich nur aus der Erfahrung bestimmen. Nach der Theorie sollte die Gezeitenwelle dem Monde von Ost nach West in seiner scheinbaren täglichen Bewegung folgen. Einigermaassen trifft dies für die südliche Erdhalbkugel zu, wo das Wasser tief genug ist und wenige Kontinente und Inseln stören. Aber auf der nördlichen Halbkugel stimmt nicht einmal die Bewegungsrichtung der Welle mit der Erfahrung. Die Gezeitenwelle, welche südlich von Afrika fortschreitet, sendet eine Abzweigung in den Atlantischen Ocean hinein, welche in den tieferen Stellen viel schneller als an den Küsten fortschreitet, sodass die Fortpflanzungsrichtung bald nach Norden geht, um später nach Nordosten parallell zu der Hauptrichtung der europäischen Westküste abgelenkt zu werden. Zwischen Norwegen, Spitzbergen und Nowaja Semlja ist die Fortpflanzungsrichtung sogar entgegengesetzt der theoretischen, von West nach Ost gerichtet.

Ähnliche Abweichungen, obgleich nicht so auffallend grosse, kommen im Indischen und im nördlichen Stillen Ocean zum Vorschein.

Diese Nachwirkung macht sich besonders im Meer rund um die britischen Inseln geltend. Die Wellenbewegung schreitet da ziemlich schnell in den grossen Meerestiefen rund um Schottland fort und biegt dann in die Nordsee hinein. Ein anderer Teil der Welle geht viel langsamer durch den flachen englischen Kanal und begegnet auf diesem Wege den von Norden kommenden Hauptteil (vgl. Fig. 159 S. 455).

Die Höhe der Gezeitenwellen beträgt auf frei im Meere gelegenen kleinen Inseln nur 0,3—1,0 m. Ganz anders werden die Verhältnisse in

geschlossenen Meeren, welche nur durch eine enge Meeresstrasse mit dem Ocean in Verbindung stehen, wie das Mittelmeer. Längs der spanischen Küste ist die Welle im Mittel etwa 1,5—1,8 m hoch. Dieselbe Höhe gilt für die Aussenseite der Gibraltarstrasse. Durch diese enge Strasse giesst sich das Wasser hinein, breitet sich aus und verliert immer mehr an Wellenhöhe. Ganz umgekehrte Verhältnisse können an solchen Stellen eintreten, wo die Wasserwelle zusammengepresst wird. Am bekanntesten in dieser Hinsicht ist Fundybay in Nordamerika (innerhalb Neuschottland), wo das Wasser bis 15 oder 20 m steigen kann. Unter solchen Umständen geschieht es auch, dass die langsam steigende und sinkende Gezeitenwelle einen plötzlichen Verlauf nimmt und wie eine gewöhnliche Welle in Flussmündungen eindringt (Sprungwelle, mascaret). Diese Erscheinung kommt nicht in deutschen, wohl aber in den meisten französischen Flüssen (nicht in der Loire) vor. Auch in dem englischen Flusse Severn (bei Swansea 9 m, bei Chepstow 15 m Springflut), im Amazonenflusse und den Flüssen des brasilischen Guyana, sowie einigen indischen und anderen asiatischen Flüssen hat man Sprungwellen beobachtet.

Als Beispiele einiger Fluthöhen mögen folgende Werte angeführt werden: Sandwichsinseln 0,28 m, Tahiti 0,3—0,5 m, Fidschiinseln und Neue Hebriden 1,0—1,3 m, St. Helena 1 m, Rodriguez 0,6 m, Azoren und Kanaren 1,5—2,5 m, Boston 3 m, Küste von Neuengland 6 m, Fundy Bay (Mittelwert) 12 m, Brest 4,5 m, Liverpool 6 m, Irische Küste 3 m, London 5 m, westliches Mittelmeer 0,6 m, Genua 0,24 m, Ischia 0,2 m, Venedig 0,5 m, Korfu 0,1 m, Ostsee, dänische Küste 0,3—0,4 m, deutsche Küste 0,1 m (W.) — 0,01 m (O.).

Die Gezeiten sind von grosser Bedeutung für die Schiffahrt. Viele Häfen sind für grössere Schiffe nur bei Flutzeit zugänglich.

Wo das Gezeitenwasser in Flussmündungen hineinsteigt, hemmt es das Hinausfliessen des Flusswassers und durch dieses Stillstehen und die Beimengung von Salzwasser kommt eine starke Sedimentation zustande, wodurch Verkehrswege und Häfen ihre Tiefe einbüssen.

Man hat vielfach vorgeschlagen, die Energie der Gezeitenwellen durch Anlegung grosser Teiche auszunutzen, in welchen das Wasser während der Flutzeit angesammelt werden würde, um nachher während der Ebbezeit ausgelassen zu werden. Der dabei entstehende Wasserfall könnte Mühlen treiben. In Nordamerika (und England) giebt es viele solche Mühlen, sie können aber natürlich nur wenige Stunden im Tage laufen; ihre ökonomische Bedeutung ist mässig.

In den Binnenseen sind die Gezeiten verschwindend. Nur die grossen Seen von Nordamerika zeigen eine Spur davon, in Chicago am Michigansee ist der Höhenunterschied zwischen Ebbe und Flut etwa 4 cm, bei Springzeit 7 cm, im Eriesee etwa 2 cm.

Gezeitenströme. Die Gezeitenwelle auf dem offenen Meere gleicht einer anderen Welle, indem wie bei dieser die Wasserpartikelchen eine elliptische Kurve beschreiben. Diese Wasserteilchen verschieben sich auf dem Wellenkamm in der Fortpflanzungsrichtung der Welle, im Wellensattel dagegen in der entgegengesetzten Richtung. Die Umkehr der Bewegungsrichtung tritt, wie leicht einzusehen, in der Mitte ein zwischen den Zeiten, wobei ein Wasserpartikelchen ihre höchsten und ihre tiefsten Lagen einnimmt. Dies tritt $3^h\ 6^m$ vor und nach der höchsten Flut ein. In diesen Augenblicken „kentert“ der Strom.

Ganz anders verhält es sich an solchen Stellen, wo die Gezeitenwelle eine Wassermasse gegen das Ufer oder in eine Bucht hinaufpresst. Da hat das Wasser keinen freien Ausweg zur anderen Seite, sondern, damit das Wasser sinkt, muss es wegfliessen, entgegen der Fortpflanzungsrichtung der Welle zum Meer hinaus. Es kentert in solchen Fällen also der Strom bei dem höchsten und dem niedrigsten Wasserstand.

An seichten Stellen des Meeres oder bei Verengerungen desselben, können Zwischenstufen zwischen den beiden genannten Grenzfällen vorkommen, so z. B. (alle möglichen Übergänge) im englischen Kanal. An der Küste kann eine starke Strömung vorkommen, während in der Mitte des Kanals die grosse Gezeitenwelle in Ruhe bezüglich horizontaler Verschiebung ist. Dadurch erklären sich eigentümlich erscheinende Wirbelströme, welche den Seefahrern daselbst wohl bekannt sind.

Diese Wirbelströme erreichen bisweilen recht grosse Geschwindigkeiten und werden dadurch für Segler, die mit den lokalen Verhältnissen unbekannt sind, gefährlich. Bekannt in dieser Hinsicht ist der „Malström“ innerhalb der Lofoteninseln in Norwegen und in noch höherem Grade die Strasse von Messina. Diese Strudel waren den Alten als Scylla (bei der engsten Stelle an der italienischen Seite) und Charybdis (vor dem Hafen von Messina) bekannt. Die Gezeitenströme in der Strasse von Messina erreichen Geschwindigkeiten von 1,5 bis 3,5, stellenweise sogar 5 m pro Sekunde (2,9, 6,8 bezw. 9,7 Seemeilen pro Stunde). Die Fluthöhe schwankt zwischen 5 und 45 cm.

Da die abströmende Wassermasse proportional der Wellenhöhe ist und das Wasserbecken bis zum Boden ausfüllen kann, so muss die Geschwindigkeit der Strömung der Wellenhöhe h direkt und der Tiefe (p)

des Wasserbeckens umgekehrt proportional sein. In der That findet man nach einer einfachen von Comoy eingeführten Betrachtung, dass die Strömungsgeschwindigkeit (v) sich zur Fortpflanzungsgeschwindigkeit (c) der Flutwelle wie h zu p verhält. Führt man nun $c = \sqrt{gp}$ (vgl. S. 441) ein, so erhält man:

$$\frac{v}{\sqrt{gp}} = \frac{h}{p}$$

oder:

$$v = h\sqrt{\frac{g}{p}}.$$

Ist z. B. für den Kanal $h = 1{,}5$ m und $p = 30$ m, so wird $v = 0{,}858$ m pro Sek. $= 3{,}1$ km pro Stunde (oder 1,66 Seemeilen pro Stunde), eine Strömung, die offenbar für die Seefahrt von Bedeutung ist. In engen Meeresarmen, „Sunds", können noch viel stärkere Gezeitenströmungen vorkommen. Im offenen Meere sind sie ohne Bedeutung (p ist sehr gross, h dagegen gering, für $p = 5000$ m und $h = 0{,}65$ m wird sie etwa 100 m pro Stunde).

Wegen der grösseren Fortpflanzungsgeschwindigkeit in grösserer Tiefe breitet sich die Gezeitenwelle (wie die Brandungswoge) nahezu parallel zur Küste aus. Gute Beispiele dieser Wirkung giebt die Figur 158 betreffs der Küste des Biscayabusens und der portugiesischen und irischen Küste.

Die Gezeitenwelle wird auch, wie andere Strömungen, durch die Erddrehung nach rechts abgelenkt (vgl. oben S. 267). Vermutlich ist dieser Umstand der Grund dafür, dass die vom Südatlanten durch den Kanal hineindringende Welle sich an der holländischen Küste geltend macht, während die vom Norden kommende Gezeitenwelle sich längs der englischen Ostküste entwickelt (vgl. Fig. 158, S. 455).

VI. Die Wechselwirkung zwischen Land und See. Küsten.

Küstenverschiebungen. An der Küste erkennt man sehr häufig, dass die Grenzlinie zwischen Land und Wasser sich allmählich verschiebt. Höher hinauf auf dem Land bemerkt man oft terassenförmige Bildungen, die annähernd horizontal liegen, und welche offenbar alte Strandlinien von Seen sind. Solche kommen sowohl in Amerika, besonders rund um die grossen Seen (der alte Lake Warren) und an der Begrenzung des alten Lake Bonneville vor, als auch in Europa, z. B. in Schweden und Norwegen, wo man die Lage des alten Ufers mit Hilfe dieser Strandlinien rekonstruiert hat. Man bemerkt auch häufig hoch über dem jetzigen Ufer Muschelbänke, wo alte Muschelschalen andeuten, dass die betreffenden Stellen einst unter Wasser lagen.

Viel seltener sind naturgemäss die deutlichen Merkmale von Landsenkungen. Ein klassisches Beispiel einer solchen Senkung giebt der sogenannte Serapistempel bei Puzzuoli (in der Nähe von Neapel).

In diesem Tempel, der jetzt gänzlich über Wasser steht, wie wohl auch bei seiner Erbauung, findet man drei Säulen, welche auf ihrer mittleren Höhe von Bohrmuscheln angegriffen sind. Es muss also dieser Tempel und die umgebende Landmasse in relativ kurzer Zeit einer ganz bedeutenden Senkung und danach einer ungefähr ebenso grossen Hebung unterworfen gewesen sein. An anderen Stellen findet man alte Strassen oder Mosaikböden unter dem Meere, ferner sind Inseln, die den Seefahrern bekannt waren, unter Wasser getaucht, was eine Senkung in historischer Zeit andeutet.

Die ersten direkten Beobachtungen über die Landhebung wurden in Schweden gemacht, indem im Jahre 1731 Wassermarken an Felsen bei der Küste eingehauen wurden. Danach wurde ihre Lage zur Meeresoberfläche der Ostsee zu bestimmten Zeiten beobachtet. Das Maximum der Hebung tritt an dem Nordteil des bottnischen Meerbusens ein, wo

es etwa 1 m in hundert Jahren beträgt, von da ab vermindert sich die Hebung, sodass Schonen beinahe still steht. Die Verschiebung scheint vor hundert Jahren schneller vor sich gegangen zu sein, als in der Gegenwart. Eine ähnliche Hebung ist für die ganze Nordküste Europas charakteristisch, ebenso für die nördlich davon gelegenen Polarinseln. Die britannische Küste scheint abwechselnden Hebungen und Senkungen unterworfen gewesen zu sein; in letzter Zeit scheint die Senkung zu überwiegen. Die Südküste der Ostsee steht still; die Nordseeküste scheint langsam vom Wasser erobert zu werden. Im allgemeinen scheint auch die europäische Atlantküste langsam zu sinken. Dagegen heben sich die grössten Teile der Mittelmeerküste an der europäischen Seite; an mehreren Stellen sind abwechselnde Hebungen und Senkungen konstatiert. Griechenland hebt sich teilweise sehr schnell, wie der vormals enge Pass von Thermopylae zeigt, welcher in eine breite Strandwiese verwandelt ist. Die Küsten des Schwarzen Meeres heben sich ebenfalls.

Ausserhalb Europas sind die auffallendsten Hebungen im japanischen Inselreich, in Südamerika, südlich vom Äquator, an den Ufern des Roten Meeres, an der vorderindischen Halbinsel, an der sibirischen Küste, westlich von Kap Tscheljuskin, an den meisten Teilen der afrikanischen Küste (mit Ausnahme vom Nildelta, Tripolis, Senegambien, Guineabucht und Zanzibar).

Dagegen sinken die Ostküsten der Vereinigten Staaten von Neu-Schottland ab und die oben nicht erwähnten Teile der asiatischen Küste.

Die Landhebung geschah nicht gleichförmig. So haben sich die centralen Teile Nord-Skandinaviens seit Ende der Eiszeit um ungefähr 300 m gehoben, die Küstenlinie weniger, von 0 im Süden bis 250 m im Norden. (Vgl. die beigefügte Karte, welche die seit der Eiszeit geschehenen Höhenänderungen in Skandinavien und umliegenden Ländern darstellt Fig. 159.)

Das Aussehen einer in Hebung begriffenen Küste ist im allgemeinen von demjenigen einer in Senkung begriffenen sehr verschieden. Der Meeresboden ist in den meisten Fällen als nahezu ganz flach zu betrachten, indem seine Unebenheiten durch das ausgespülte Sediment erfüllt werden. Steigt nun ein solcher Meeresboden über die Meeresoberfläche, so zeichnet sich die Küstenlinie durch ihre Einförmigkeit, durch die Abwesenheit von Inseln, ins Meer hinausragenden Felsen und Halbinseln aus. Die Uferbestandteile sind alte Sedimente, Sand und Thon.

Gerade das Gegenteil trifft ein, wenn das Land sich unter den Meeresspiegel senkt. Das Land hat durch die Wirkung des Wassers

eine meistens recht scharfe Profilierung. Teils haben die Flüsse ihr verzweigtes Drainierungsnetz gegraben, teils hat das Wasser (oder das Eis der Eiszeit) die harten Felsen stehen lassen, während es die weicheren Erdbestandteile zum Thal oder zum Meer verschleppt hat. Wenn demnach das Meer über solche alte Landteile steigt, bildet sich ein Archipel von Inseln, fortgesetzt durch weit ins Meer hinausragende Halbinseln; welche früher die Wasserscheide zwischen zwei Flüssen ausmachten.

Als Typen der sich hebenden Küsten können die Westküste der Vereinigten Staaten Nordamerikas und die Küste der baltischen Provinzen angesehen werden. Typen der sinkenden Küsten sind dagegen die Ostküste von Nordamerika und die dalmatinische Küste.

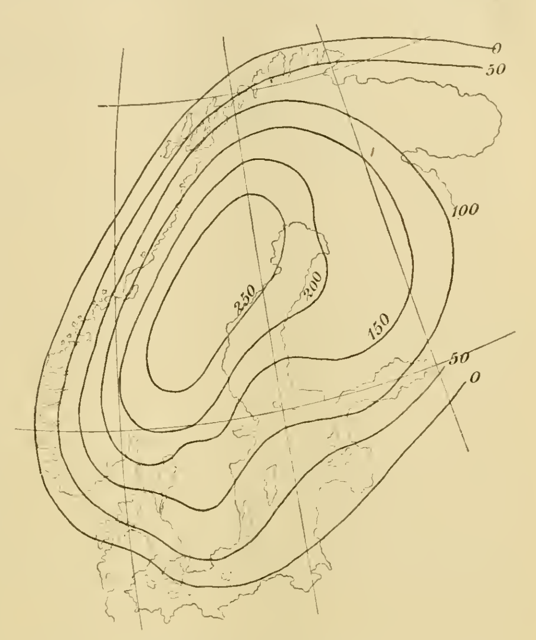


Fig. 159. Hebung Skandinaviens seit der Eiszeit.

Jedoch muss man diese Kennzeichen mit einer gewissen Vorsicht benutzen. So z. B. ist der grösste Teil der schwedischen Küste und die südfinnländische Küste durch ihre Zersplitterung in kleine Inseln und Halbinseln charakterisiert, obgleich sie sich stetig seit Ende der Eiszeit gehoben haben. Dies hängt aber damit zusammen, dass während der Eiszeit die Ostsee nicht eigentlich als See angesehen werden konnte, indem sie das Eis bis Ende der letzten Eiszeit an den genannten Küsten ausfüllte, sodass da kein Absatz von Sediment stattfinden konnte. In der kurzen Zeit, welche nachher verflossen ist, hat die geringe Ablagerung von Sediment nicht die ursprüngliche Profilierung zu verwischen vermocht.

Andererseits zeigt die jütländische Küste, welche in langsamer Senkung begriffen ist, einen nahezu geradlinigen Verlauf. Teils ist hier die sinkende Landmasse ausserordentlich wenig profiliert, teils schwemmen die Wogen den abgetragenen Sand zur Küste zurück und lagern ihn an Einbuchtungen ab, wo er von den Küstenströmungen nicht

weggespült wird. Auf diese Weise kann eine sinkende Küste auch einen geradlinigen Verlauf nehmen.

Die Wogen bearbeiten das Sediment, welches von den Ufern dem Meerwasser zugeführt wird. Bisweilen führen sie dasselbe zu den Meerestiefen hinaus, wenn es aber sehr reichlich zugeführt wird (und die Küste sehr langsam abfällt), bilden sich Deltas an den Flussmündungen oder die Wellen werfen das Material in langen Sandbänken auf, welche als langgestreckte Inseln oder Halbinseln parallel zur Küste laufen, von welcher sie durch seichte Verzweigungen des Meeres getrennt sind. Beispiele solcher Bildungen finden sich an der friesischen Küste und in den Haffen an der Ostsee. Sie sind übrigens an den Küsten sehr gewöhnlich. Diese Sandbänke sind häufig beweglich und wandern, je nach den Meeres- und Luftströmungen, wie die Dünen an der Nordseeküste.

An Stellen, wo die Küsten sehr stark dem Wellenspiel ausgesetzt sind, wie an freiliegenden Inseln, kann die zehrende Wirkung der Wellen ausserordentlich kräftig abtragend wirken. Auch die härtesten Felsen werden von den Wellen untergraben. Diese höhlen grosse Einschnitte im Felsen aus, bis die überliegenden Stücke von der Schwere niedergebrochen werden. Teile von der englischen Küste weichen in dieser Weise um ein paar Meter jährlich zurück. Am meisten bekannt in dieser Hinsicht ist die Insel Helgoland, deren Zerstörung jedoch früher stark überschätzt wurde. Ebenso verliert die Westküste von Schleswig immer mehr.

Einwirkung der Härte der Küste. In Senkungsgebieten macht sich die verschiedene Härte der verschiedenen Gesteine, woraus die Küste zusammengesetzt ist, sehr stark geltend. Die harten, in das Meer hinausragenden Felsen leisten den längsten Widerstand, während zwischen solchen Felsen das Meer schnell die lockeren Materialien wegspült. Dadurch bilden sich zwischen zwei solchen Felsen lange Bogen aus, welche gegen das Meer konkav sind. Die von den Felsen herunterfallenden Fragmente werden von den Wogen bearbeitet und in immer feinere Stücke zersplittert. Diese Splitter werden von den Wellen ins Meer hinausgetragen und teilweise wieder auf die Küste hinaufgespült. Die grössten Fragmente bleiben dann in der Nähe der Felsen liegen und je weiter man sich von ihnen entfernt, desto kleinere Steine umranden die See, bis an der Mitte des Bogens gewöhnlicherweise ganz feiner Sand vorherrscht.

Ausserdem, dass die Abtragung durch die Wellen viel langsamer geht, wenn die Küste aus härterem Material besteht, äussert sich die

Widerstandsfähigkeit der Küste in der Küstenform. Hagen hat die in der Natur herrschenden Verhältnisse experimentell nachzuahmen gesucht. Er legte in seiner Wellenrinne auf die eine Seite eine Sandböschung mit einer Neigung von 17° auf (Fig. 160) und liess die Wellen dagegen

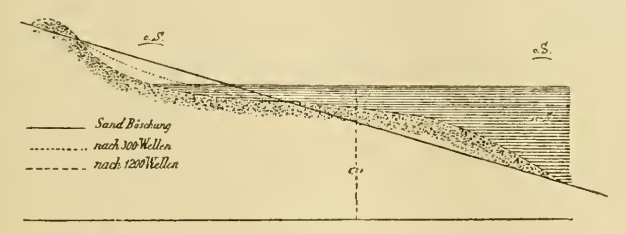


Fig. 160. Wirkung des Wellenschlages auf eine sandige Küste.

schlagen. Die obenstehende Figur zeigt die Veränderung nach 300 und 1200 Wellenschlägen. Die nachfolgende Figur (Fig. 161) zeigt die Wirkung des Wellenschlages auf ein Kiesufer (die Korngrösse des Kieses erreichte etwa 2 mm).

Der Sand oder Kies wird vom Wellenschlag abgetragen und unweit der Küste wieder abgelagert, weil der Sand nicht lange im Wasser zu schweben vermag. Ausserhalb der Küste entstehen gewöhnlich ein oder mehrere Riffe. Der Sand lagert sich nämlich mit Vorliebe ab, wo die zurückfliessende mit Sand beladene Welle des „Sogs" dem nächsten hineinstürzenden Wellenkamm begegnet, wo ein relativer Stillstand der Wassermassen erfolgt. Ein ähnlicher Vorgang kann sich an den nächsten

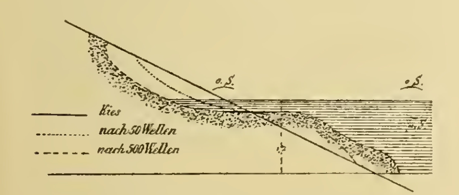


Fig. 161. Wirkung des Wellenschlages auf ein Kiesufer.

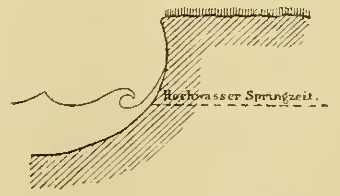


Fig. 162. Wirkung des Wellenschlages auf ein Thonufer.

Wellenbergen wiederholen, wodurch mehrere Parallelriffe entstehen. Solche Riffe sind an der jütländischen Küste sehr stark entwickelt und verhindern, dass man auch in kleinen Kähnen den Strand erreichen kann. Sie sind als Badestrand (z. B. bei Sylt) sehr vorteilhaft, für die Schifffahrt dagegen verhängnisvoll.

Die feine Rippelung des Meeresbodens an Sandufern rührt von ähn-

lichen Umständen her. Sie entspricht der Anordnung in parallelen Rippen des feinen Korkstaubes bei dem Kundtschen Schallversuch. Die Rippelung des Meeresbodens ist bisweilen in ziemlich grosser Tiefe — bis gegen 200 m — beobachtet worden.

Etwas anders wie das Sandufer verhält sich das Thonufer (Fig. 162). Die Partikelchen, welche vom Wasser hinausgespült werden, sind so fein, dass sie nicht in der unmittelbaren Nähe der Küste abgelagert werden, es bildet sich kein flaches Ufer mit Riffen, sondern eine konkave tiefe Aushöhlung, welche nach oben mit einem ziemlich vertikalen Abhang der Küste endet. Solche Formen erhalten auch die Moor-, Lehm- und Kreideküsten (z. B. am englischen Kanal, Rügen, Möen etc.).

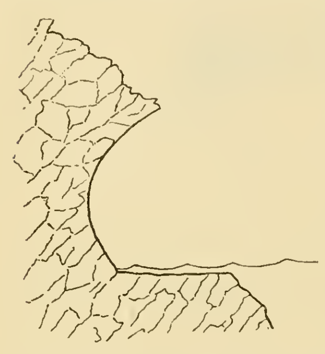


Fig. 163. Wirkung des Wellenschlages auf ein Felsenufer.

Ganz anders verhält sich das Felsenufer; je nach der Richtung der Lagerung können verschiedene Formen entstehen. Neigt sich die Schichtung von der See ab, so entsteht eine stark ausgeprägte Hohlkehle (Fig. 163), neigt sie sich dagegen zum Meer hinaus, so wird das Ufer nicht so stark angegriffen und nimmt die in Fig. 164 angegebene Form an.

Urgesteine und krystallinische Schiefer, die wenig Risse enthalten, wodurch das Wasser sie zerklüften könnte, ragen gewöhnlich wie Massive mit rundlichen Formen aus den Wogen. Abgebröckelte Teile umgeben diese Felsen häufig mit einem Gürtel von Steinblöcken und grossen Steinen, die weiter hinaus im Meer in Sand übergehen.

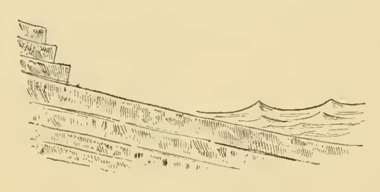


Fig. 164.

Konservierende Wirkung der Organismen. Die Algen des Meeres spielen eine stark konservierende Rolle. Sie werden auf die Küste hinaufgeworfen, etwa so weit als der mittlere Wasserstand reicht oder noch etwas höher. Mit ihren weichen, beinahe gelatinösen Teilen legen sie sich in den Weg des gewaltsamsten Wellenschlages und schützen auf diese Weise die Küste gegen den heftigsten Anprall. Sonst würde die Küste viel schneller demoliert werden.

Einige Bäume, wie der Mangrove, verwandeln allmählich Untiefen

nahe der Küste in sumpfiges Land. Dieser Baum entwickelt Luftwurzeln, welche in seichte Teile des Meeres hineindringen und den auf die Küste aufgeworfenen Schlamm zurückhalten. Nach dem Tode des Baumes bleiben diese Wurzeln stehen und bilden allmählich grosse Sümpfe. In ebenderselben Weise wirken auch andere Bäume. Der Mangrove ist sehr verbreitet in Amerika (z. B. in Florida, vgl. die Abbildung Fig. 165), an der Westküste Afrikas, und in dem Indischen Archipel.

Vielleicht noch kräftiger wirken durch ihre ausserordentlich starke Verbreitung die Gras- und Schilfarten, welche in seichtem Wasser ge-



Fig. 165. Mangrove-Sumpf, Florida.

deihen. Sie verhindern das Ausschwemmen des Sedimentes mit den Flüssen und bilden ausgedehnte Sümpfe an der Grenze gegen das Meer.

Auch Tiere sind bei der Bildung von Küsten sehr wirksam. In aller erster Linie sind in dieser Beziehung die Korallen zu nennen. Sie treten nur in den warmen Zonen auf, weil sie in einem Wasser von niederer Temperatur als 20° C. nicht gedeihen können. Tiefer als 30 m unter dem Wasserspiegel können sie auch nicht leben. Nach ihrem Tode geben sie zu Kalksteinbildung Anlass. Die Kalkbäume der Korallen gedeihen längs der Küste und bilden lange Riffe (Fig. 166). Bisweilen liegen die Korallenriffe in einiger Entfernung von der Küste, sie werden dann Barrierenriffe genannt. Ein solches läuft etwa 1400 km längs der australischen Küste in einer Entfernung, welche bisweilen 80 km erreichen kann. Seine Breite an der Meeresoberfläche übersteigt selten 2 km.

In vielen Fällen liegen solche Korallenbildungen isoliert im Ocean und bilden sogenannte Atollen, ringförmige schmale Riffe, welche einen seichten Salzsee einschliessen, der an einer oder einigen wenigen Stellen mit dem Meere in Verbindung steht.

Da alte Korallenbäume viel tiefer als 30 m unter der jetzigen Meeresoberfläche und in Gegenden (z. B. Spitzbergen), wo jetzt die Temperatur weit unter 20° C. liegt, in älteren geologischen Epochen vorkamen, so kann man aus diesen Umständen schliessen einerseits, dass der Meeresboden sich stark gesenkt hat, andererseits, dass an den be-



Fig. 166. Korallenriff.

treffenden Stellen in den erwähnten geologischen Zeiten eine viel höhere Temperatur wie jetzt herrschte. Die alten Korallenbäume sind deshalb von der allergrössten Bedeutung für die Kenntnis der Entwickelung der Erde.

Sehr bekannt ist die Darwinsche Hypothese, dass die jetzigen Atollen oder Ringriffe, die hauptsächlich im Stillen Ocean vorkommen, einst Küstenriffe um eine centrale Insel waren. Dieselbe versank allmählich durch Bodensenkung in die Meerestiefe, während die Korallen immer weiter ihre Bäume auf den absterbenden unteren Teilen in die Höhe bauten. Diese sinnreiche Hypothese ist jedoch nicht unwidersprochen geblieben, so plausibel sie auch erscheint.

Lehrbuch

der

kosmischen Physik

von

Dr. Svante August Arrhenius
Professor der Physik an der Hochschule Stockholm.

Zweiter Teil

Mit 138 Abbildungen im Text und 1 Tafel.

Leipzig
Verlag von S. Hirzel
1903



Inhaltsverzeichnis

zum 2. Teil.

Berichtigungen.

Zu Teil I.

Seite		Zeile		anstatt		lies	
Seite	7	Zeile	2 v. oben	anstatt	Sterne	lies	Sternbilde
„	14	„	1 u. 6 v. unten	„	BC	„	BC'
„	16	„	3 „ „	„	Lichahren	„	Lichtjahren
„	38	„	11 „ „	„	bekannte	„	unbekannte
„	51	„	3 v. oben	„	Bahn	„	Achse der Bahn
„	53	„	7 „ „	„	1,5 Grössenklassen	„	1 Grössenklasse
„	66	„	17 v. unten	„	R	„	AR
„	76	„	5 v. oben	„	vermindern	„	verändern
„	78	„	4 v. unten	„	K	„	k
„	„	„	1 „ „	„	^2t	„	t^2
„	131	„	9 v. oben	„	0,5 μ	„	0,546 μ
„	142	„	10 v. unten	„	sie	„	sich
„	„	„	5 „ „	„	1,05	„	1,07
„	178	„	5 „ „	„	Südseite	„	Nordseite
„	194	„	4 „ „	„	Dichte (	„	Schwerkraft (weniger als
„	217	„	19 v. oben	„	aufgefunden	„	aufgefunden wurden
„	220	„	2 „ „	„	210	„	213
„	246	„	4 „ „	„	langen	„	langen, Quecksilber enthaltenden
„	252	„	13 v. unten	„	10,000885	„	1,0000885
„	254	„	9 „ „	„	$1+\frac{3h}{R}\frac{\Delta'}{\Delta}$	„	$\frac{3h}{R}\frac{\Delta'}{\Delta}$
„	281	„	4 v. oben	„	die Tiefenstufe	„	das Wärmegefälle
„	288	„	3 „ „	„	73	„	87
„	295	„	5 „ unten	„	an	„	aus
„	301	„	8 „ oben	„	der alten Welt	„	den Antillen
„	321	„	11 „ „	„	westlich	„	östlich
„	334	„	2 „ „	„	100	„	1000
„	336	„	9 „ „	„	ist	„	war
„	339	„	11 „ unten	„	180	„	280 (vgl. Fig. 159)
„	365	„	2 „ „	„	Helsingför	„	Helsingör
„	405	„	16 „ „	„	zweiten	„	grossen
„	422	„	6 u. 2 v. unten	„	15000	„	10000
„	428	„	12 v. unten	„	J	„	f
„	435	„	5 „ oben	„	1,1	„	11,1
„	456	„	8 u. 11 v. oben	„	Amplitude	„	Intensität
„	„	„	15 v. oben	„	Schwankung	„	Schwankung (Amplitude)

Zu Teil II.

Seite	Zeile	anstatt	lies
Seite 522	Zeile 3 v. unten	anstatt ist	lies war
„ 531	„ 4 „ „	„ 1896	„ 1893
„ 548	„ 7 „ „	„ 81.7^{0}C	„ 81.7^0
„ 570	„ 2 „ oben	„ April—Sept.	„ Okt.—März
„ „	„ 3 „ „	„ Okt.—März	„ April—Sept.
„ 589	„ 21 u. 22 v. oben	„ Dieselben	„ Diese Ballons
„ 594	„ 15 v. oben	„ 200	„ 2000
„ 598	„ 16 „ „	„ $(285 + t)\,dt$	„ $-(285 + t)\,dt$
„ 616	„ 9 „ „	„ lässt	„ zu lassen
„ 620	„ 13 v. unten	„ Diffusionsgeschwindigkeit	„ Verdunstungsgeschwindigkeit
„ 632	„ 9 „ „	„ H. Wilson	„ C. T. R. Wilson
„ 633	„ 5 „ „	„ 1,293	„ 1293
„ 648	„ 15 „ „	„ Cumulo-Nimbus	„ Alto-Cumulus
„ 659	„ 11 „ „	„ Westmünsters Abbey	„ Westminster Abbeys
„ 662	„ 4 „ „	„ Tafel II	„ Tafel 3
„ 666	„ 3 „ „	„ Regen	„ Niederschlag
„ 683	„ 13 „ oben	„ Sek'.	„ Sek.^{2}
„ 712	„ 2 „ „	„ abzusteuern	„ abzusteuern oder bei dem Winde liegen
„ 717	„ 8 „ „	„ Winter	„ Winter auf
„ 732	„ 2 „ unten	„ Sommer	„ Winter
„ 737	„ 9 „ oben	„ n_s	„ n'_s
„ 751	„ 9 „ „	„ $dO/dt =$	„ $dO/dt = 15{,}2 \sin 53^0 . 10^6 =$
„ 770	„ 21 „ „	„ Meinardas	„ Meinardus
„ 792	„ 12 „ „	„ Lunistitima	„ Lunistitium
„ 798	„ 6 „ „	„ welche	„ was
„ 855	„ 6 „ „	„ Tafel I	„ Tafel 2
„ 871	„ 3 v. unten	„ In	„ Im Jahre
„ 893	„ 2 „ „	„ 265	„ 205
„ 940	„ 2 „ „	„ Deklination	„ Inklination
„ 963	„ 12 v. oben	„ 37	„ *37*
„ 967	„ 13 „ „	„ angiebt	„ angeben
„ 971	„ 4—5 „ „	„ Deklinatorium	„ Deklinometer
„ 975	„ 8 „ „	„ grösseres	„ geringeres
„ „	„ 9 „ „	„ negative	„ positive
„ 994	„ 15 „ „	„ Garrigon	„ Garrigou
„ 998	„ 5 „ „	„ Sartorius 143. 506	„ Sartorius S. Waltershausen
„ 999	„ 16 „ „	„ Waltershausen, Sartorius v. 948	„ Waltershausen, Sartorius v. 143. 948.

Physik der Atmosphäre.

I. Bestandteile der Luft.

Zusammensetzung der Atmosphäre. Wie die meisten grösseren Himmelskörper ist die Erde von einer nach aussen allmählich abnehmenden Gashülle, der Atmosphäre, umgeben. Die darin enthaltenen Gase wurden ursprünglich als ein einheitlicher Körper, die Luft, angesehen, welche von Aristoteles an als eines der vier Elemente aufgefasst wurde. Dieser Vorstellung machte die Entdeckung des Sauerstoffs in der Luft ein Ende, indem dadurch erwiesen wurde, dass in der Luft wenigstens zwei elementare Gase, Sauerstoff und Stickstoff, sich befinden. Ausserdem enthält, wie man schon lange wusste, die Luft zwei chemische Verbindungen, nämlich Wasserdampf und Kohlensäure. Diese sind relativ leicht aus der Luft zu entfernen, durch chemische Absorptionsmittel, nämlich Kali, Natron oder Natronkalk für die Kohlensäure und Chlorcalcium, Schwefelsäure oder Phosphorsäureanhydrid für den Wasserdampf. Deshalb wurden diese Verbindungen nicht als eigentliche Bestandteile der Luft betrachtet, was auch in physikalischer Beziehung berechtigt erscheint, da sie auch in dieser Hinsicht recht abweichende Eigenschaften von den übrigen Bestandteilen zeigen.

So lagen die Verhältnisse bis vor wenigen Jahren (1894), als Ramsay und Lord Rayleigh durch die verschiedene Dichte des chemisch (aus Stickstoffoxydul, Stickstoffoxyd, Chlorammonium, Ammoniumnitrit oder Ammoniumnitrat) und des aus der Luft durch Wegnahme des Sauerstoffs (mittels rotglühenden Kupfers oder Eisens) bereiteten Stickstoffs zur Vermutung geführt wurden, dass ein fremder Körper im sogenannten Luftstickstoff enthalten sei. Der Unterschied der specifischen Gewichte war nicht geringer als etwa 0,5 Proz., und zwar war der Luftstickstoff

schwerer. Das fremde Gas musste also schwerer als Stickstoff sein. Durch Leitung des Luftstickstoffs über stark rotglühendes Magnesiumpulver, welches Stickstoff (und Sauerstoff) absorbiert, kann man diesen Stoff aus der Mischung ausscheiden und erhält so als Rückstand ein farbloses Gas, das man Argon genannt hat, und welches 1,42 mal schwerer als Stickstoff ist.

Seitdem haben hauptsächlich Ramsay und seine Mitarbeiter erwiesen, dass das so bereitete Argon kein einheitlicher Körper ist, sondern etwa 0,2 Proz. andere Gase enthält. Dieselben sind Neon, Helium, Krypton und Xenon (in den Mengen $1{,}5.10^{-5}$, $1{,}5.10^{-6}$, 10^{-6} bezw. 5.10^{-8} Vol.-Teile der Luft) und spielen keine nennenswerte Rolle.

Die Zusammensetzung der Luft ist nach diesen Untersuchungen:

	Volums-Proz.	Gewichts-Proz.
Stickstoff . . .	78,16	75,60
Sauerstoff . . .	20,90	23,10
Argon u. s. w. .	0,94	1,30
	100,00	100,00

Masse der Atmosphäre. Die Gase der Atmosphäre wiegen ebensoviel wie eine 76 cm hohe Quecksilbersäule von derselben Grundfläche (und bei 0° C.). Da das spezifische Gewicht des Quecksilbers (bei 0° C.) 13,6 beträgt, so wiegt eine Quecksilbersäule von 76 cm Höhe und 1 cm^2 Querschnitt $76.13{,}6 = 1033{,}3$ g. Das Gewicht der Luftmasse übt demnach einen Druck von 1,0333 kg auf jeden cm^2, oder 10,333 Metertonnen auf jeden Quadratmeter der Erdoberfläche aus.

Die Erdoberfläche besitzt weiter die Grösse von $4\pi r^2\,m^2$, wenn r die Länge des Erdhalbmessers in Meter angiebt. Ausgerechnet giebt dies $5{,}097.10^{14}\,m^2$, wonach das Gewicht der Luftmasse $5{,}27.10^{15}$ Metertonnen ausmacht.

Da das Totalgewicht der Erde (mit dem spezifischen Gewicht 5,53) $5{,}985.10^{21}$ Metertonnen ausmacht, so beträgt die Atmosphäre nur den 1136000. Teil der ganzen Erdmasse. Verglichen mit der Masse des Oceans, $13{,}4.10^{17}$ Tonnen, erreicht die Masse des Luftmeeres nur den 252. Teil derjenigen der Hydrosphäre.

Mit Hilfe der oben gegebenen Daten über die Zusammensetzung der Luft, sowie aus dem mittleren Kohlensäure- und Wasserdampfgehalt der Luft von 0,044 bezw. 0,28 Gew.-Proz. ist die folgende Tabelle über die Menge der verschiedenen atmosphärischen Gase berechnet:

	Totalmenge	Menge pro m² Erdoberfläche
Stickstoff	$398{,}4 \cdot 10^{13}$ Ton.	7812 kg
Sauerstoff	121,6 „ „	2387 „
Argon u. s. w. . . .	6,84 „ „	134,3 „
Kohlensäure . . .	0,23 „ „	4,6 „
Wasserdampf . . .	1,46 „ „	28,5 „

Da 1 l Luft bei 760 mm Druck, 0° C. und 45° Br. am Meeresspiegel 1,293 g wiegt, so würde die Atmosphäre, wenn sie überall diese Dichte hätte, eine Höhe von 7991 m oder rund 8000 m besitzen. Diese Höhe, welche „die Höhe der homogenen Atmosphäre" genannt wird, giebt eine Vorstellung von der Luftmasse und erleichtert viele Rechnungen durch ihre Einführung.

Wegen der Abnahme der Schwerkraft mit steigender Entfernung von der Erdoberfläche ist eine kleine Korrektion an diesem Wert anzubringen. Nach Ekholm beträgt der korrigierte Wert 8010 m.

Zu dieser Korrektion ist bei der Berechnung der Masse der Luft noch eine, die etwa den doppelten Betrag der letztgenannten erreicht, wegen der konischen Erweiterung einer vertikalen Luftsäule nach oben hinzuzufügen. Weiter ist dabei zu beachten, dass der mittlere Barometerdruck an der Meeresoberfläche 758 mm (nicht 760 mm) beträgt, und dass das Luftmeer über der festen Erdoberfläche nicht bis zum Meeresniveau hinunterreicht. Der gesamte Einfluss aller genannten Umstände bewirkt eine Verminderung in der oben berechneten Totalmenge von Stickstoff, Sauerstoff, Argon und Kohlensäure um etwa 1,8 Proz.

Chemische Eigentümlichkeiten der atmosphärischen Gase. Der Luftsauerstoff. Es ist auffallend, dass die Gase der Luft, wenn man Sauerstoff ausnimmt, durch ihren Mangel an chemischer Reaktionsfähigkeit sich auszeichnen. Besonders gilt dies für die neuentdeckten Gase Argon, Neon, Helium u. s. w., welche überhaupt nicht mit unseren Hilfsmitteln in Verbindungen überzuführen zu sein scheinen. Auf diese Weise ist es verständlich, dass diese Gase nicht von der festen Erdkruste aufgenommen worden sind. Dagegen könnte man wohl meinen, dass der Sauerstoff der Luft, welcher sehr leicht in feste Verbindungen eingeht und thatsächlich bei Verwitterung von verschiedenen Mineralien, wie Schwefelmetallen, besonders Pyrit (Schwefeleisen), und Eisenoxydulverbindungen (vgl. S. 342) verbraucht wird, eigentlich hätte im Laufe

der Zeit aus der Atmosphäre verschwinden müssen. Dieser Umstand legt die Frage nahe, ob nicht Sauerstoff stetig neuproduziert wird. Nun ist es wohlbekannt, dass die Pflanzen aus Kohlensäure Kohlenstoff ausscheiden und freien Sauerstoff an die Atmosphäre abgeben. Der so produzierte Kohlenstoff wird allmählich abgelagert und findet sich in den Torfablagerungen bezw. Braun- und Steinkohlenflötzen wieder. Prof. Koene in Brüssel hat zuerst (1856) die Aufmerksamkeit darauf gerichtet, dass die fossile Kohle der Erde eine solche Masse besitzt, dass sie bei einer eventuellen Verbrennung wohl den Sauerstoff der Luft konsumieren würde. Man ist wohl berechtigt, wegen dieses Umstandes zu vermuten, dass aller Sauerstoff in der Luft durch die Wirkung des Pflanzenlebens in vergangenen geologischen Epochen entstanden ist. Kohlensäure (und Wasser) werden stetig aus dem Erdinneren zur Atmosphäre (vermittelst der Vulkane) befördert. Der Wasserdampf kondensiert sich und geht ins Weltmeer oder wird bei der Verwitterung (zur Kaolinbildung) verbraucht. Ebenso wird die Kohlensäure teilweise zur Verwitterung verbraucht, teilweise durch die Pflanzen in Kohle und atmosphärischen Sauerstoff verwandelt. Der Sauerstoff wird folglich immer neuproduciert und auf diese Weise ist sein jetziges Vorkommen in der Atmosphäre, trotz des stetigen Verbrauchs, erklärlich.

In jüngerer Zeit ist diese Frage wiederholt Gegenstand der Diskussion gewesen, wozu besonders die Vorträge von Lord Kelvin beigetragen haben. Zuerst sprach er die Ansicht aus, welche Koene vertreten hatte, dass aller Sauerstoff in der Atmosphäre von Pflanzen produziert sei. Später aber fand er die Menge Kohle, 0,9 Tonnen pro Quadratmeter Erdoberfläche, welche in der Erdkruste abgelagert sein müsste, um dem atmosphärischen Sauerstoff, welcher 2,4 Tonnen pro m^2 beträgt, zu entsprechen, all zu gross, um durch die geologischen Befunde bestätigt zu werden. Er äusserte sich folglich dahin, dass wahrscheinlicherweise in der ursprünglichen Atmosphäre der Erde Sauerstoff sich befand.

Die Koenesche Ansicht, welche in mehreren Abhandlungen von Phipson verteidigt wurde, ist neuerdings von Stevenson zum Gegenstand einer eingehenden Untersuchung gemacht worden. Nach seiner Schätzung befinden sich in der Erdkruste in sedimentären Schichten so grosse Kohlenmengen, dass sie wohl bei ihrer Verbrennung zu Kohlensäure die ganze Sauerstoffmenge der Luft verbrauchen würden. Ausserdem sind in diesen Schichten grosse Mengen von Schwefelmetallen, besonders Pyriten, eingeschlossen, welche ohne Zweifel durch die redu-

zierende Wirkung von organischen Substanzen entstanden sind. Diese Mengen wären schon an und für sich genügend, um bei ihrer Oxydation den Luftsauerstoff zu verbrauchen, ein Schluss zu dem Ebelmen früher gekommen war.

Phipson hat zu dieser Diskussion, die wegen der mangelhaften geologischen Daten noch nicht als abgeschlossen betrachtet werden darf, einen interessanten Beitrag geliefert, indem er zeigte, dass Pflanzen, sowohl niedere, wie Bakterien, als höhere, wie Ackerwinde, in einer sauerstofffreien Atmosphäre gedeihen können. Er setzte nämlich Pflanzen in eine Atmosphäre, die ausser etwas Kohlensäure nur Stickstoff oder Wasserstoff enthielt. Es zeigte sich dabei, dass Sauerstoff entwickelt wurde, welcher den anwesenden Wasserstoff zu Wasser oxydierte. Wenn es auch, nach Ansicht der meisten Pflanzenphysiologen unwahrscheinlich ist, dass die Pflanzen Wasserstoff und Sauerstoff zu Wasser umsetzen, so erfolgt dieser Prozess von selbst durch elektrische Entladungen in der Atmosphäre. Wenn folglich die Erdatmosphäre anfänglich Stickstoff und Wasserstoff neben Kohlensäure enthalten hat, so konnte darin sehr wohl ein Pflanzenleben entstehen, welches Sauerstoff entwickelte, der zuerst den Wasserstoff allmählich zu Wasser umsetzte, um nachher als freier Sauerstoff in der Luft zu verbleiben. Da die Sonne in ihrer Atmosphäre grosse Mengen von Wasserstoff enthält, ist es nicht unwahrscheinlich, dass dieses Gas in grosser Menge in der ursprünglichen Erdatmosphäre vorhanden gewesen ist. Vielleicht kamen auch in der ursprünglichen Erdatmosphäre Kohlenwasserstoffe vor, welche in der Atmosphäre der Kometen eine grosse Rolle spielen. Diese Kohlenwasserstoffe werden dann demselben Schicksal anheimgefallen sein, wie der Wasserstoff.

Die Kohlensäure der Luft. Ein anderes Gas, dessen Menge in der Atmosphäre in geologischer Zeit wahrscheinlich grossen Veränderungen unterworfen gewesen ist, ist die Kohlensäure. Alle Kohlenbecken und noch mehr alle Kalksteine in den sedimentären Schichten haben ihre Kohle aus der Atmosphäre erhalten. Nach Högboms Schätzung ist auf diese Weise wenigstens so viel Kohlensäure der Atmosphäre entzogen worden, als allein einen Druck von etwa zehn Atmosphären ausüben würde. Es wäre aber sehr verfehlt, wie früher häufig geschah, anzunehmen, dass diese grosse Kohlensäuremenge auf einmal in der Atmosphäre vorhanden gewesen wäre. Vielmehr ist die Kohlensäure allmählich der Luft zugeführt worden und ebenso allmählich daraus ausgeschieden. Die wichtigste Kohlensäurequelle findet sich in den vul-

kanischen Exhalationen; es ist sehr schwer zu schätzen, wie viel Kohlensäure durch den Vulkanismus der Atmosphäre pro Jahr zugeführt wird. Nehmen wir aber an, dass in historischer Zeit die Zu- und Abfuhr dieses Gases einander Gleichgewicht gehalten haben, so ist dieses Gleichgewicht in letzter Zeit stark gestört, indem jährlich etwa 700 Millionen Tonnen Kohle (1900) verbrannt werden. Da aus 3 g Kohle (und 8 g Sauerstoff) 11 g Kohlensäure entstehen, so entspricht dies etwa dem 900. Teil der Kohlensäuremenge in der Atmosphäre. Wenn also die übrigen Prozesse einander in Gleichgewicht halten, so wird die Kohlensäuremenge in der Atmosphäre schnell zunehmen. Dabei wirkt wohl das Weltmeer als ein grosser Regulator (nach Schloesing), indem etwa 83 Proz. von der neugebildeten Kohlensäuremenge darin absorbiert werden, während $^1/_6$ in der Atmosphäre zurückbleibt. Die Kohlensäuremenge in der Luft würde demnach in 54 Jahren um etwa ein Hundertstel zunehmen, was wohl durch genaue Analysen festgestellt werden könnte.

Man hat die Befürchtung ausgesprochen, dass die schnell steigende Kohlenverbrennung — sie nimmt etwa auf das Doppelte in zwanzig Jahren zu — den Sauerstoff der Luft verbrauchen würde, was für das animalische Leben unzuträglich wäre. Indessen ist diese Befürchtung unbegründet. Steigt nämlich die Kohlensäuremenge der Luft, so nimmt auch die Assimilation der Pflanzen zu, und wahrscheinlicherweise nahezu proportional der Kohlensäuremenge (nach Untersuchungen von Godlewski, vgl. S. 343). Liebig schätzte die Menge von Trockensubstanz, welche durch die Vegetation auf einem Hektar Wald, Wiese oder Acker jährlich ausgeschieden wird. Er kam zu dem Resultat, dass in Mitteleuropa die Ausscheidung in den drei erwähnten Fällen von gleicher Grössenordnung ist und zwar 2,5 Tonnen pro Hektar entspricht. Von dieser Trockensubstanz (hauptsächlich Cellulose) sind etwa 40 Proz. Kohle, folglich ist die Kohlenausscheidung durch Pflanzen jährlich 1 Tonne pro Hektar. Legt man diese Ziffer für die ganze feste Erdkruste zu Grunde, indem an vielen Stellen die Vegetation steriler, dagegen an anderen, in den Tropen, viel üppiger ist, so erhält man für die ganze Erde eine jährliche Kohlenstoffproduktion von nicht weniger als 13000 Millionen Tonnen.

Man ersieht aus diesen Daten, verglichen mit dem Kohlensäuregehalt der Luft, welche etwa 630000 Millionen Tonnen Kohle entspricht, dass der jährliche Umsatz durch die Vegetation etwa ein Fünfzigstel und durch die Verbrennung etwa ein Neunhundertstel der ganzen jetzigen Kohlensäuremenge der Luft ausmacht. Eine relativ geringe Zunahme der Vegetation vermag demnach das durch die wachsende Verbrennung

der Kohle gestörte Gleichgewicht wiederherzustellen. Und es ist kein Zweifel, dass dies auch geschehen würde. Denn die Zunahme der Kohlensäure in der Atmosphäre würde die Temperatur des Erdbodens erhöhen und eine Ausgleichung der Temperaturextreme herbeiführen, was offenbar für die Vegetation stark förderlich wäre. Es würde sich also das Gleichgewicht in Bezug auf den Luftsauerstoff nur äusserst wenig verschieben.

Auf der anderen Seite ersieht man aus diesen Daten, dass, wenn auch das Meer als ein grosser Regulator von fünf mal so grosser Kapazität wie diejenige der Atmosphäre wirkt, doch leicht Störungen in der Kohlensäurebilanz eintreten können, und dass die Kohlensäureproduktion durch Verbrennung von fossilen Kohlen in der Länge der Zeit — sagen wir in 1000 Jahren — den Kohlensäuregehalt der Luft merklich, um etwa ein Fünftel bei dem jetzigen Verbrauch, erhöhen wird.

Die wichtigste Kohlensäurequelle ist in der vulkanischen Thätigkeit zu suchen. Diese ist nun in verschiedenen geologischen Zeiten stark wechselnd gewesen, und dieser Umstand giebt, nach Högbom, einen triftigen Grund zur Annahme, dass die Kohlensäuremenge in der Luft in verschiedenen Zeiten stark veränderlich gewesen ist. Auf einen sehr hohen Kohlensäuregehalt der Luft deutet die Bildung von Oolithen, die in mehreren älteren geologischen Formationen vorkommen. Dieselben entstanden wahrscheinlich durch Ausscheidung aus einer gesättigten Lösung von Calciumbikarbonat ohne Vermittelung von kalkabscheidenden Organismen. Es ist demnach in jenen Zeiten die Luft so voll Kohlensäure gewesen, dass die Verwitterung genug Calciumbikarbonat produzieren konnte, um das Meereswasser wenigstens an einigen Stellen mit diesem Salz gesättigt zu erhalten. Auch die in einigen geologischen Zeiten ausserordentlich üppige Vegetation macht einen gleichzeitigen hohen Kohlensäuregehalt der Luft wahrscheinlich.

Eine vielleicht nicht unbedeutende, aber schwer zu schätzende, Kohlensäurequelle der Erde liegt in der Verbrennung von kohlenstoffhaltigen Körpern meteoritischen Ursprunges.

Die Kohlensäure, und in etwas geringerem Grade der Wasserdampf, ist als die eigentliche „Lebensluft“ anzusehen, während man ursprünglich diesen Namen dem Sauerstoff vorbehielt, weil derselbe für die Atmung der Tiere unentbehrlich ist.

Die örtliche Veränderung des Gehalts an Sauerstoff und Kohlensäure in der Luft. Von diesen wichtigen Gasen kommt das eine, der Sauerstoff, in nahezu konstanter Menge in der Luft vor. Die

Veränderungen, welche man in dieser hat nachweisen wollen — man hat z. B. zu finden geglaubt, dass in München Nordwind mehr Sauerstoff mitführt als Südwind, oder dass der Sauerstoffgehalt bei barometrischen Minimis grösser ist als bei Maximis (in Amerika) — sind nicht als sichergestellt anzusehen. Auch mit der Höhe über der Erdoberfläche ändert sich der Sauerstoffgehalt nicht merklich, obgleich man theoretische Gründe dies zu vermuten schon hätte (vgl. weiter unten). Nach Millers Analysen von Luftproben, die in verschiedenen Höhen von Welsh bei Ballonfahrten genommen waren, war der Sauerstoffgehalt 20,92 Proz. an der Erdoberfläche (London), 20,89 in 4100 m, 20,75 in 5490 und 20,89 in 5680 m Höhe.

Von 203 Analysen von an der Erdoberfläche genommenen Luftproben ergab das Mittel 20,93 Vol.-Proz. Sauerstoff. Die Extreme waren 21,00 (Tromsö) und 20,86 (Para, Brasilien). Man ist daher wohl berechtigt zu sagen, dass überall der Sauerstoffgehalt der Luft der gleiche ist.

Dagegen scheint der Kohlensäuregehalt der Luft recht veränderlich zu sein. Er erreicht für das Festland etwa 0,03 Vol.-Proz. oder 0,044 Gew.-Proz. Er ist am Tage etwas geringer als in der Nacht, Armstrong fand z. B. 0,0296 bezw. 0,033 Vol.-Proz. Dies beruht auf der Wirkung der Vegetation, welche am Tage Kohlensäure verbraucht, in der Nacht dagegen produziert.

Wegen des Kohlensäureverbrauches der Vegetation ist auch an Plätzen mit reicherem Pflanzenwuchs der Kohlensäuregehalt geringer im Sommer als im Winter. Das Maximum des Kohlensäuregehalts tritt daselbst zufolge der Vermoderung von Pflanzenteilen im Frühling und Herbst ein. So z. B. fand Palmquist in der Nähe von Stockholm für Juli 0,029, für Dez.—Febr. 0,032, für November und April 0,034 Vol.-Proz. Vegetationslose Plätze zeigen dagegen keinen ähnlichen jährlichen Gang des Kohlensäuregehalts.

Diese Schwankungen dürften auf die niedrigsten Luftschichten begrenzt sein. Der Kohlensäuregehalt über dem Meer ist häufig viel niedriger gefunden, so z. B. ist 0,014 bis 0,020 Vol.-Proz. mehrere Mal an der Westküste von Nordafrika und an der Ostküste von Brasilien beobachtet worden. Abwechselnd damit kommen auch Werte von 0,028 bis 0,030 vor. Im Mittel fand Troili-Pettersson für den Süd-Atlanten 0,0232. Etwas höhere Werte gab die Landluft aus Patagonien, im Mittel 0,027, wechselnd zwischen 0,0225 und 0,032, und einen noch höheren Wert, 0,0305, gab die Luft vom Nord-Atlanten und dem Eismeer. Zwischen Island und Grönland fand Nansen auch einen abnorm

niedrigen Wert 0,025 (min. 0,009), während oben auf dem grönländischen Inlandeis die Ziffern normal (0,031) waren. Die abnorm niedrigen Zahlen, welche man auf dem Meer und in dessen Nähe gefunden hat, sind ohne Zweifel von einer Aufnahme von Kohlensäure in das Meer verursacht (dieses braucht dabei, wie die Temperaturangaben vom Südatlanten, 23—27° C., zeigen, nicht sehr kühl zu sein). Die dadurch entstehende Verarmung der niederen Luftschichten an Kohlensäure macht sich nur so lange geltend, als keine merklichen vertikalen Bewegungen in der Luft vorkommen. Deshalb ist wahrscheinlicherweise die Ziffer 0,031—0,032 Vol. Proz., welche den Landverhältnissen entspricht, auch für die mittleren Verhältnisse im Luftmeer giltig.

Der Gehalt der Luft an Kohlensäure scheint sich auch nicht merklich mit der Höhe über der Meeresoberfläche zu ändern. Die auf Ballonfahrten von S. A. Andrée genommenen Luftproben zeigten folgenden Kohlensäuregehalt:

Höhe	0	380	1200	2370	3200	3830 m.
Gehalt	3,20	4,18	3,23	3,17	3,10	$3{,}37 . 10^{-4}$.

Abgesehen von dem Wert 0,0418 Proz. für 380 m Höhe, welcher wohl zufälligen Umständen zuzuschreiben ist, stimmen die übrigen Zahlen sehr nahe mit dem Mittelwert 0,0320, welcher für die Nähe von Stockholm gefunden war.

Müntz fand für Pic du Midi (2880 m) 0,0278 gegen 0,0282 in einem Gebirgsthal von 600 m Höhe in den Pyrenäen. Andererseits wurde auf Grands Mulets (3050 m am Mont Blanc) 0,0269 in dem 2000 m darunter liegenden Chamounix 0,0262 Vol.-Proz. gefunden. Die Unterschiede scheinen rein zufällig zu sein.

Natürlicherweise kann die Nachbarschaft von vulkanischer oder industrieller Thätigkeit den Kohlensäuregehalt der Luft bedeutend erhöhen.

Der dritte von den für das Leben wichtigen Luftbestandteilen — der Wasserdampf —, schwankt ausserordentlich in seiner Menge und ist ein so wichtiger klimatischer Faktor, dass er unten eine eigene Abteilung erhält.

Weniger hervortretende Luftbestandteile. In ganz verschwindender Menge kommen beinahe alle chemische Elementarstoffe in der Luft ebenso wie im Meereswasser vor. Dies beruht darauf, dass bei der Brandung der Wogen kleine Tröpfchen vom Meerwasser in der Luft verstäubt werden, deren Wasser nachher teilweise verdampft.

Dadurch wird beispielsweise die Anwesenheit von Brom und Jod in der Luft verständlich.

Unter diesen kleinen Beimengungen der Luft interessieren die bei den anderen Himmelskörpern so wichtigen Wasserstoff- und Kohlenwasserstoffgase. Armand Gautier fand in 100 Litern Luft 17,5 bis 24 cm^3 Wasserstoff. Dieser Gehalt, welcher wahrscheinlich von vulkanischen Exhalationen stammt, war ziemlich konstant. Dagegen kommen Kohlenwasserstoffe in der Nähe von Städten und in Wäldern in ziemlich bedeutender Menge vor. Dieser Gehalt geht in Berglandschaften stark zurück, bis auf 2 cm^3 in 100 Litern. Noch viel geringer war er bei der Windrichtung vom Meere auf dem Feuerturm Roches Douvres. Die Kohlenwasserstoffe sind folglich als zufällige Beimengungen der Atmosphäre anzusehen, wogegen der Wasserstoff vielleicht als ein konstanter Bestandteil der Atmosphäre zu erachten ist.

Ammoniak scheint auch in geringer Menge, etwa 1,4 mg auf 100 m^3 Luft, in die Atmosphäre einzugehen (nach Müntz und Aubin für Pic du Midi). In der Nähe der Städte kann diese Zahl viel höher steigen. Im Parc Montsouris erreicht sie im Mittel 2 mg auf 100 m^3 Luft.

Unter dem Einflusse elektrischer Entladungen in der Luft entstehen kleine Mengen von Nitriten und Nitraten (von NH_3). Diese Salze schweben wahrscheinlicherweise in Form von Staub in der Luft. Sie werden durch Regen teilweise niedergeschlagen, sodass Regenwasser (in Mitteleuropa) nach Boussingault etwa 2,5 g pro Kubikmeter enthält. Dieser Gehalt ist bedeutend grösser in den Tropen als in den gemässigten Zonen. Bisweilen ist die Salpetersäure frei, nicht an Ammoniak gebunden.

Ein Produkt der Verbrennung von Steinkohlen, welche immer etwas Schwefeleisen enthalten, ist die in der Luft vorkommende Schwefelsäure und schweflige Säure, welche in nicht unbedeutenden Mengen in der Nähe von Städten und anderen Industriecentren vorkommen. Sie machen sich häufig für die Vegetation der Umgebung sowie für die Gebäude und Standbilder der Städte in unliebsamer Weise bemerklich.

Als eine besondere Modifikation des Sauerstoffs ist das Ozon anzusehen, welches in geringer Menge in der Luft vorkommt. Das Ozon scheint zu seiner Bildung Sonnenschein zu verlangen. Es kommt deshalb in grösserer Menge im Sommer, besonders Vorsommer, als im Winter vor. Aus ebendemselben Grunde enthält die Gebirgsluft relativ viel Ozon. So z. B. enthielten im Aug. und Sept. 1896 100 m^3 Luft zu Chamounix (1050 m) und Grands Mulets (3050 m) 3,7 bezw. 9,4 mg Ozon, während gleichzeitig die entsprechende Ziffer für Montsouris (Paris) 2,2 mg er-

reichte. Für diese Stelle gilt als mehrjähriges Mittel 1,6 mg pro 100 m³ Luft (1,9 mg im Sommer, 1,3 mg Nov.—Jan.). Ozon entsteht auch bei Verwesung von harzartigen Produkten (in Wäldern) oder bei elektrischen Entladungen in Luft. Das Ozon spielt durch seine grosse Oxydationsfähigkeit wahrscheinlich eine nicht unbedeutende Rolle in der Natur. Es wird von Vielen als (in geringer Menge) sehr nützlich für die Gesundheit angesehen (Gebirgs- und Wald-Kurorte).

Durchsichtigkeit der Luft. Es ist wohlbekannt, dass Gegenstände, welche in grosser Entfernung vom Auge liegen, um so kräftiger blaugefärbt erscheinen, je grösser ihre Entfernung ist. Es hat den Anschein, als ob in der Luft ein sehr spärlich vorkommender blauer Staub schwebt. Dieser Umstand bedingt die sogenannte Luftperspektive. In der That schwebt in der Luft ein äusserst feiner Staub, welcher, wie wir unten sehen werden, die blauen und violetten Strahlen selektiv reflektiert.

Es ist auch wohlbekannt, dass die Durchsichtigkeit der Luft in verschiedenen Gegenden und zu verschiedenen Zeiten höchst verschieden ist. Am grössten ist die Durchsichtigkeit in der reinen Berg- und Polarluft, in welcher auch sehr entfernte Bergkämme den Eindruck machen, als stünden sie dem Beobachter ganz nahe. Dagegen ist die Luftperspektive in der feuchten Luft über England sehr stark entwickelt, sodass daselbst eine gute Fernsicht eine Seltenheit ist. Am Morgen sind auch entfernte Gegenstände viel leichter zu sehen als später am Tag. Dies beruht darauf, dass die Sonnenwirkung aufsteigende Luftbewegungen verursacht, welche Staub in die Luft hinaufheben, und dass die erhitzte Luft zittert. Das Gegenteil trifft im allgemeinen in den Nachtstunden zu. Aus eben demselben Grund ist die Durchsichtigkeit der Luft geringer in den heissen wie in den kühlen Jahreszeiten.

Hann hebt ausserdem hervor, dass die Luft zufolge von Schlierenbildung bei ungleichmässiger Temperatur und Feuchtigkeit „optisch“ trübe sein kann. Dieser Umstand giebt zum Funkeln der Sterne Anlass. Das Funkeln von künstlichen Lichtpunkten ist grösser am Tag als in der Nacht (vgl. weiter unten).

Man hat schon lange versucht, die Durchsichtigkeit der Luft zu messen. Saussure verfuhr folgendermaassen: Er malte in der Mitte auf zwei weissen Scheiben, deren Durchmesser sich wie 1 : 12 verhielten, zwei schwarze Kreise, die ein Drittel des Durchmessers der Scheibe in Anspruch nahmen. Stellte man dann die beiden gleich beleuchteten Scheiben in Entfernungen auf, die sich wie 12 : 1 verhielten, so sollten

sie dem Auge gleich erscheinen, falls keine Trübung in der Luft stattfand. Saussure stellte die beiden Scheiben nebeneinander auf und entfernte sich, bis er den schwarzen Kreis auf der weissen Scheibe nicht mehr unterscheiden konnte. Dies geschah z. B. für die kleine Scheibe in einer Entfernung von 314 Fuss, für die grosse in 3588 Fuss Weite. Diese letzte Ziffer ist nicht 12, sondern nur 11,43 mal grösser als die erstgenannte. Da die Deutlichkeit beim Sehen der ins Auge einfallenden vom Gegenstande stammenden Lichtmenge, und diese dem Quadrate des Gesichtwinkels proportional ist, so würde, wenn die Durchsichtigkeit der Luft vollkommen gewesen wäre, die Deutlichkeit der Wahrnehmung des schwarzen Kreises sich verhalten haben wie $12^2 : 11{,}43^2$. Lässt nun die Luft in einer Säule von 1000 Fuss a Bruchteile einer Lichtmenge durch, so lässt die Luftsäule zwischen den beiden Scheiben, welche 3274 Fuss lang ist, $a^{3,274}$ Teile des einfallenden Lichtes durch. Es ist nun offenbar, dass beim Verschwinden des schwarzen Kreises in den beiden Fällen die ins Auge fallende Lichtmenge von den beiden Scheiben gleich war. Wenn die von der kleinen Scheibe kommende gleich L gesetzt wird, so ist die von der grossen herrührende $L \cdot a^{3,274} \cdot 12^2 : 11{,}43^2$. Diese beiden Grössen müssen gleich sein und infolgedessen:

$$1 = a^{3,274} \cdot 12^2 : 11{,}43^2; \; a = 0{,}9705.$$

Die Grösse a wird Durchsichtigkeitskoefficient genannt (auf 1000 Fuss bezogen). Vollkommene Durchsichtigkeit entspricht der Ziffer $a = 1$.

Schlagintweit hat auf diese Weise die Durchsichtigkeit der Luft in den Alpen untersucht. Er fand, dass sie stark mit der Höhe über dem Meer zunahm. Diese Methode hatte den Nachteil, dass die beiden Gegenstände nicht gleichzeitig betrachtet wurden, demzufolge vielleicht die Beleuchtung und die Grösse der Pupillenöffnung in den beiden Fällen nicht gleich war. Man hat deshalb Methoden erfunden, bei welchen die Bilder der beiden Gegenstände durch doppelte Reflexionen von aus zwei Objektiven stammenden Lichtbündeln ganz nahe aneinander in dem gemeinsamen Okularende eines Doppelfernrohrs gebracht werden. Durch Aufsetzen von Blenden vor demjenigen Objektiv, das das hellere Bild giebt, kann man seine Helligkeit abschwächen, bis die beiden Bilder gleich hell erscheinen. Diese Lösung des Problems wurde von De la Rive gegeben. Anstatt dessen behandelt Wild die beiden Bilder (vgl. Fig. 167) auf dieselbe Weise, wie Zöllner die beiden Bilder in seinem Astrophotometer (vgl. S. 10).

Durch die beiden Öffnungen A und B fallen mit Hilfe von zwei

Paaren reflektierender Glasprismen die zwei von den beiden Scheiben ausgehenden Lichtbündel nebeneinander in die Achse des Fernrohrs *Cn.* Daselbst werden die Lichtbündel durch den Polarisator *F* polarisiert. Das Kalkspathprisma *K* zerlegt jedes Lichtbündel in zwei: ein ordinär, ein anderes extraordinär gebrochenes. Bei Drehung von *F* mit dem Knopf *o* wird das eine Paar der Lichtbündel, z. B. die ordinär gebrochenen, geschwächt, das andere verstärkt oder umgekehrt. Die Lichtbündel werden im Fernrohr unter *K* zu Bildern zusammengebrochen. Unter diesen fällt das ordinäre Bild des Lichtes von *A* neben und teilweise über das extraordinäre Bild vom Licht von *B*. Die unter *K* befindlichen Teile dienen dazu, die gleiche Helligkeit dieser beiden Bilder zu konstatieren. Man dreht den Knopf *o* bis dies eintritt. Aus der Grösse der Drehung lässt sich die relative Stärke der in *A* und *B* einfallenden Lichtbündel beurteilen.

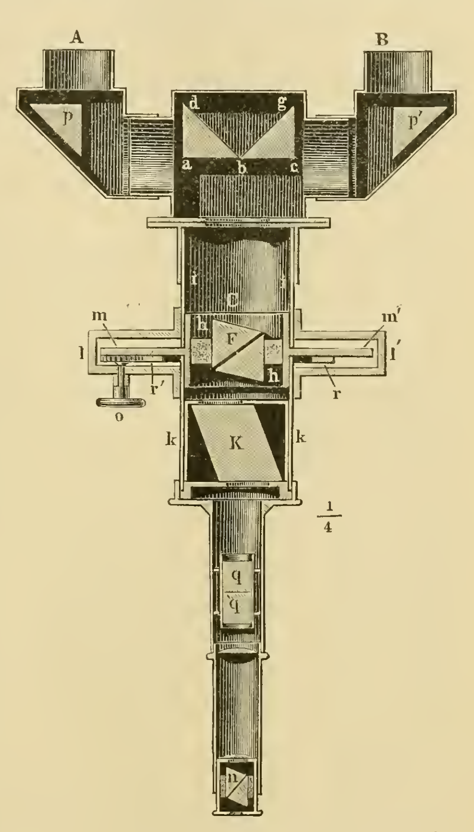


Fig. 167. Durchsichtigkeitsmesser von Wild.

Wild fand bei seinen Beobachtungen über Luft die in 3 m langen Röhren eingeschlossen war, viel geringere Durchsichtigkeitskoefficienten als Schlagintweit und Saussure; was ohne Zweifel darauf beruhte, dass die von Wild untersuchte Luft von den untersten Schichten der Atmosphäre stammte, wo der Staubgehalt relativ sehr gross ist.

Staubgehalt der Luft. Diese Untersuchungen haben in letzter Zeit bedeutend an Interesse gewonnen, seitdem es möglich ist, den Staubgehalt der Luft quantitativ zu messen. Diesen Aufschwung verdanken wir vornehmlich den Untersuchungen von Aitken. Nach den vom ihm ausgearbeiteten Methoden haben nachher Rankin, Assmann, Me-

lander u. a. Versuche angestellt, die unsere Kenntnisse erweitert haben. Die Staubzählungsmethode beruht darauf, dass bei einer plötzlichen Ausdehnung von feuchter Luft dieselbe in Bezug auf Feuchtigkeit übersättigt wird, wonach das Wasser sich um die in der Luft befindlichen Staubpartikelchen niederschlägt. Dies gilt übrigens nicht nur für Wasserdampf, sondern auch für andere Dämpfe. Interessante Versuche über diesen wichtigen Gegenstand sind von Coulier, Mascart, Aitken, Kiessling und R. v. Helmholtz ausgeführt worden. Setzt man eine abgeschlossene Luftmenge, welche mit Wasserdampf gesättigt ist, wiederholten Expansionen aus, so fallen die kondensierenden Staubteilchen allmählich aus, so dass am Ende keine Wassertröpfchen, oder nur äusserst wenige sich bei jeder Expansion ausscheiden. R. v. Helmholtz hat erwiesen, dass sorgfältig durch 20 cm Watte filtrierte feuchte Luft, bis zu einer halben Atmosphäre, einer Abkühlung von 50° C. und einer zwanzigfachen Übersättigung entsprechend, expandiert werden kann, ohne dass eine Nebelwolke sich bildet. Etwas niedrigere Ziffern fand C. T. R. Wilson. Bei einer Volumsänderung im Verhältnis 1:1,25, einer Temperatursenkung von 25° und einer Übersättigung von 4,4 – 4,8 entsprechend, erhielt er auch in staubfreier feuchter Luft eine Kondensation des Wasserdampfes zu Tropfen. Überschritt die Volumszunahme die Zahl 1,38, so nahm die Kondensation die Form eines Nebels an, der um so dichter und feiner wurde, je weiter die Volumsvergrösserung getrieben war. Führt man nun zu staubfreier Luft eine neue von aussen genommene Luftmenge und expandiert, so entstehen wieder kleine Tröpfchen, welche allmählich aus der Luft niedersinken. Fängt man dieselben auf einer untergelegten Glasscheibe auf, so kann man die Zahl der Wassertröpfchen und damit diejenige der Staubteilchen ermitteln.

Der Staubzähler von Aitken (Fig. 168) besteht aus einer kleinen 1 cm hohen Dose A, welche oben und unten durch Gläser geschlossen ist, von welchen das untere in ein Netz von Quadratmillimetern eingeteilt ist. Oben ist eine Linse L für die Beobachtung und unten ein Spiegel M für die Beleuchtung der unteren Glasscheibe angebracht. A kann durch zwei Hähne R' und R mit der Aussenluft oder mit einer kleinen Pumpe P, deren Kolben mit dem Ringe S vereinigt ist, in Verbindung gesetzt werden. Dieser gleitet längs einer graduierten Röhre. Wenn der Ring S zu einem bestimmten Strich, z. B. dem Striche $\frac{1}{50}$ heruntergezogen ist, so ist das Luftvolumen in dem Pumpstiefel ein bestimmter Teil, z. B. der 50. Teil von dem Luftvolumen in der Dose A.

Die Dose A ist an ihren vertikalen Wänden mit Fliesspapier bekleidet, welches während der Versuche feucht gehalten wird. Ausserdem liegt in A eine kleine mit Fliesspapier überzogene Metallscheibe, welche, wenn der Apparat geschüttelt wird, sich parallel zu den Glaswänden der Dose A verschiebt, aber sonst gegen die feuchte Wand anliegt. Durch Schütteln des Apparates erhält man auf diese Weise die Luftprobe in A durchgemischt und mit Feuchtigkeit gesättigt.

Der Hahn R wird in zwei Stellungen benutzt, entweder so wie er rechts unten in der Fig. 168 abgebildet steht oder um 90 Grade linkswärts gedreht. Im ersten Falle stehen A und P miteinander in Verbindung, im zweiten Falle sind A und P jedes für sich mit der Aussenluft verbunden.

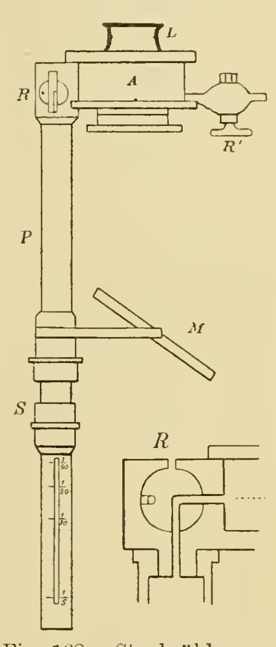


Fig. 168. Staubzähler von Aitken.

Man kann nun erst P und R verbinden (R' ist geschlossen) und allen Staub aus der feuchten Luft in A ausfällen. Die Staubteile, welche auf der unteren Glasfläche von A ausgefällt sind, stören nicht, sie sind nämlich so klein, dass sie mit einem 400 mal vergrössernden Mikroskop nicht gesehen werden können (nach Assmann). Bei einer Expansion der Luft in A fällt auch kein Wasser auf den am Glas befindlichen Staub aus, denn dieser hat die Temperatur des Glases, ist infolgedessen wärmer als die adiabatisch abgekühlte Luftmasse. Nachdem aller Staub ausgefällt ist, kann man einen bestimmten Bruchteil der Luft in A durch P entfernen und nachher durch Aussenluft vermittelst Umschaltungen des Hahnes R ersetzen. Man expandiert nun die Luft durch Hinunterziehen des Ringes S und zählt die Tröpfchen, die auf ein Quadratmillimeter ausfallen. Durch Mittelnahme aus mehreren solchen Bestimmungen erhält man recht zuverlässige Werte und zwar erfährt man, wie viele Staubkörner in einer Säule von 1 mm^2 Querschnitt und 10 mm Höhe sich befinden.

Auf diese Weise hat Aitken den Zusammenhang zwischen Fernsicht und Staubgehalt der Luft nachgewiesen. Der Berg Hochgerrach, welcher in 110 km Entfernung vom Rigi liegt, konnte gerade noch gesehen werden wenn die Zahl der Staubteile pro cm^3 nicht viel über 2000

stieg; in verwischtem Zustande war er sichtbar bei 1375 bis 1575 Staubteilchen pro cm^3 und etwas neblig war er, wenn diese Ziffer auf 1000 sank. Bei Ben Nevis (in Schottland) hatte man eine Fernsicht von 65 km Weite, falls die Zahl 2000, und von 400 km Weite, wenn sie nicht 467 erreichte. In diesem Fall macht sich die Feuchtigkeit geltend, wie folgende Tabelle anzeigt, in welcher die Anzahl von Staubpartikelchen, in einer längs der Sichtlinie verlaufenden Luftsäule von 1 cm^2 Querschnitt angegeben ist, welche genügte um (bei Kingairloch in Schottland) einen entfernten Gegenstand zu verschleiern, wenn die Differenz der Temperaturen des trocknen und des feuchten Thermometers im Psychrometer die nebengeschriebene war.

Psychrometerdifferenz	Verschleiernde Staubzahl pro cm^2
1,1—2,2° C.	$1{,}25.10^{10}$
2,2—3,9	1,71. „
3,9—5,5	2,26. „ .

Hieraus ist es ersichtlich, dass der Durchmesser des Staubes bei hoher relativer Feuchtigkeit grösser ist als bei niederer. Dies kann nicht wohl auf andere Weise erklärt werden als so, dass man annimmt, der Staub sei hygroskopisch und ziehe um so mehr Feuchtigkeit aus der Luft, je näher diese dem Sättigungspunkte ist.

Umgekehrt wie die Fernsicht verhielt sich die Färbung der Naturgegenstände. Je weniger Staub desto kälter und schärfer war ihr Aussehen, wogegen viel Staub den Gegenständen einen milden, warmen Ton verlieh. Der Sonnenuntergang, wie der Aufgang war um so prachtvoller und farbenreicher, je mehr Staub in der Luft sich vorfand. Diese Erscheinungen waren an tiefer gelegenen Orten viel farbenreicher als oben auf dem Rigi. Aus ähnlichen Gründen ist der arktische Sommerhimmel sehr blass und kühl.

Am wenigsten Staub enthält die Luft nach einem langen Regen- oder Schneefall, wie folgende Ziffern zeigen:

Im Freien nach Nachtregen Staubzahl pro cm^3	32 000
Im Freien nach schönem, trockenem Wetter	130 000
Im Zimmer mit zwei Gasflammen; 1,2 m über dem Boden .	1 860 000
Im Zimmer mit zwei Gasflammen; 1,2 m unter der Decke .	5 420 000
In der Luft über einer Bunsenflamme	30 000 000

Der meiste Staub schwebt in den niederen Schichten der Luft. Auf Bergen ist er gering und nimmt stark zu, wenn der Wind aus tieferen

Gegenden hinaufsteigt. Dieser Unterschied ist um so ausgeprägter, je höher der Beobachtungsort liegt. So fand Aitken auf Monte Mottorone bei Baveno pro cm³:

	am Fuss	300 m	450 m	600 m
Bei aufsteigendem Thalwind . .	4857	4750	3430	3125
Bei anderen Winden	4743	3270	2195	1453

Ebenso war die Luft drei- bis viermal reiner auf dem Rigi, wenn der Wind von den Alpen wehte (Staubgehalt max. 1305 min. 421), als wenn er aus bewohnten Gegenden stammte (max. 5755, min. 1092). Ebenfalls war der Staubgehalt ausserordentlich viel geringer an der Spitze des Eiffelturmes (300 m, max. 104000, min. 226) als in dem meteorologischen Observatorium zu Paris (max. 210000, min. 160000). Die entsprechenden Ziffern für Battersea Park in London sind max. 116000 und min. 48000, für Victoria Street in London 140000 bezw. 100000, für Glasgow im Winter 470000 bezw. 170000 für Ben Nevis sind sie 14400 bzw. 0 mit einem Mittel von 696 pro cm³. Im allgemeinen nimmt die Zahl der Staubteilchen mit der relativen Trockenheit der Luft zu. Sehr viel Staub führt der Wüstenwind mit sich (in Biskra nach Melander), und an der Küste führt der Landwind viel mehr Staub als der Seewind. Das Tagesmaximum des Staubgehaltes fällt auf den Nachmittag, das Minimum auf den Morgen umgekehrt wie die relative Feuchtigkeit, wie folgende Ziffern von Rankin für Ben Nevis zeigen:

Stunde	1 a	4 a	7 a	10 a	1 p	4 p	7 p	10 p
Staubmenge pro cm³	736	*526*	576	551	950	**1438**	1035	1029

Das Jahresmaximum liegt für Ben Nevis im Frühling, was auf der dann vorherrschenden östlichen Windrichtung beruhen soll. Sonst wird man wohl zu vermuten haben, dass der Sommer am staubreichsten ist.

Die Meere können wohl als Gegenden betrachtet werden, wo die Luft ihren Staub absetzt. Für den Wind vom Atlanten fand Aitken auf Ben Nevis die niedrige (Minimi) Zahl 72. Auch die grossen Schneefelder der Alpen und die Waldungen der Hochebenen wirken auf ähnliche Weise. Wie grosse Mengen Kohlenstaub in der Nähe von grossen Städten die Luft verunreinigen, kann man daraus ersehen, dass man bisweilen auf den Dächern der Treibhäuser in Kew bei London in vierzehn Tagen pro Quadratmeter 2,5 g Kohlenstaub aufsammeln kann. Würde diese Kohlenmasse plötzlich in die Luft wieder hinaufbefördert werden, so würde sie eine vollkommen undurchsichtige Schicht bilden,

welche das Sonnenlicht absolut verhüllen würde. Bei mehreren vulkanischen Ausbrüchen, z. B. demjenigen von Krakatau, wurden solche grosse Staubmengen in die Luft hineingeblasen, dass bisweilen in 100 km Entfernung von der Ausbruchsstelle das Sonnenlicht nicht durchleuchtete.

Höhenrauch oder Haarrauch. Bisweilen kann die Undurchsichtigkeit der Luft, obgleich der Himmel ganz klar und die relative Feuchtigkeit niedrig ist, sehr bedeutend an Stärke und Ausbreitung werden. Man spricht dann von „Höhenrauch oder Haarrauch" („Erdrauch" in Schweden). Man erklärt häufig diese Erscheinung als Folge von weitgehender Ausbreitung der Rauchmassen von Moor-, Wald- oder Präriebränden. Der eigentümliche, brenzliche Geruch, welcher häufig diese Erscheinung begleitet, deutet auf die Richtigkeit dieser Auffassung. Der Höhenrauch kommt meist nach langer Trockenheit in der heissesten Jahreszeit vor.

Hann will den Höhenrauch in vielen Fällen als eine optische Trübung erklären. Eine solche optische Trübung kann man leicht nachmachen, wenn man reines Wasser auf eine Zuckerlösung giesst und etwas umrührt. Vor der endgiltigen Durchmischung ist die Flüssigkeit ganz trübe und undurchsichtig.

Eine ähnliche Wirkung soll nach Hann sich geltend machen, „wenn nach langem Regenwetter im Sommer rasch schöne trockene Witterung sich einstellt", wobei „oft zugleich sehr verbreiteter, intensiver Höhenrauch auftritt". „Anfang August 1881 sah ich (Hann) im Innthal bei Hall die so nahen Bergwände rechts und links kaum, die Sonnenscheibe konnte man ungestraft ansehen, dabei war der mattblaue Himmel völlig wolkenlos und rein, ein merkwürdiges, fast unheimliches Bild. Vom Gebhardsberge bei Bregenz sah man wie ins Leere, die nahen Berge des Rheinthales blieben unsichtbar. Auf Berggipfeln soll, in den höheren Regionen wenigstens, nichts Besonderes wahrgenommen worden sein".

Besonders grosse Durchsichtigkeit hat sonst die Luft in den anticyklonalen Gebieten, wo sie in absteigender Bewegung ist. In 90 Prozent aller Fälle von besonders schöner Fernsicht in den Alpen herrschte, nach Schultheiss, eine nach unten gerichtete Bewegung der Luft. 57 Proz. davon entsprachen anticyklonalem Luftzustand, 33 Proz. Föhnwind, die übrigen 10 Proz. der Fälle traten nach Regen ein.

II. Die Wärmezufuhr zur Erde.

Die Wärmeleitfähigkeit der Luft. Diese Grösse, deren Bestimmung nicht unwesentlichen Schwierigkeiten unterworfen ist, wurde von mehreren der geschicktesten Experimentatoren bestimmt. Aus ihren Versuchen geht für diese Konstante (k) bei 0^0 der Mittelwert $5{,}33.10^{-5}$ hervor. Sie steigt um etwa 0,22 Proz. pro Grad C. Diese Konstante giebt die Anzahl Grammkalorien, welche durch Leitung zwischen zwei 1 cm^2 grossen Flächen, die 1 cm voneinander entfernt sind und deren Temperaturdifferenz 1^0 C. beträgt, durch die zwischenliegende Luft in 1 Sek. überführt werden.

In mehreren Fällen ist es vorteilhaft, die sogenannte Temperaturleitfähigkeit (K) eines Körpers zu verwenden, d. h. die Anzahl Grade, um welche 1 cm^3 des Körpers durch Zufuhr der Wärmemenge k an Temperatur zunimmt. Bei 0^0 C. ist die Dichte der Luft $1{,}293.10^{-3}$ und ihre spezifische Wärme bei konstantem Druck 0,238, woraus $K = 5{,}33.10^{-5} : (1{,}293.10^{-3}.\ 0{,}238) = 0{,}173$.

Da die Dichte der Luft dem Druck proportional und der absoluten Temperatur umgekehrt proportional ist, so wächst K proportional der absoluten Temperatur und umgekehrt proportional dem Druck. In grossen Höhen ist deshalb die Temperaturleitfähigkeit der Luft sehr gross.

Bei der mittleren Lufttemperatur, am Erdboden $+15^0$ C., und 760 mm Druck erreicht die Temperaturleitfähigkeit der Luft den Wert 0,183, welcher für Eisen bei Zimmertemperatur gültig ist.

Aus der Temperaturleitfähigkeit kann man berechnen, bis zu welcher Höhe die tägliche Erwärmung der Erdoberfläche sich durch Leitung in der Luft geltend machen kann. Man findet (vgl. unten) Werte die nicht mehr als etwa 3,5 m betragen. Für eine dreimonatliche Winterpolarnacht erhält man nur einen Wert von gegen 40 m.

Aus diesen Daten ist gleich ersichtlich, dass die Atmosphäre nur

in den allerniedrigsten Schichten an den Wärmeschwankungen der Erdoberfläche zufolge von Wärmeleitung teilnimmt. Die grossen Wärmeprozesse, welche die Winde hervorrufen, gehen mit Hilfe der aufsteigenden oder herabfliessenden Luftströme vor sich. Die Wärmeleitungserscheinung kann ohne merklichen Fehler in der Mechanik der Luftbewegungen in der Nähe der Erdoberfläche vernachlässigt werden.

Anders in den höchsten Luftschichten. In einer Höhe von z. B. 100 km, wo schon eine merkliche Wärmeabsorption infolge der Anwesenheit der Kohlensäure stattfindet, ist der Druck etwa 600 000 mal geringer als an der Erdoberfläche. Wenn auch die absolute Temperatur daselbst 16 mal niedriger wäre als an der Erdoberfläche (also + 18 abs = — 255° C.), so würde doch die Temperaturleitfähigkeit etwa 40 000 mal grösser als an der Erdoberfläche sein. Die Temperaturschwankungen könnten sich an einem Tage etwa 1 km weit fühlbar machen.

Ohne Zweifel spielt jedoch daselbst die Wärmestrahlung die unvergleichlich grösste Rolle zur Ausgleichung der Temperaturunterschiede.

Die Sonnenstrahlung. Älteste Messungen. Die Ursache aller Bewegungen im Luftmeer liegt in der ungleichen Erwärmung desselben infolge der Sonnenstrahlung. Da dieselbe die erste Bedingung für alles Leben und jede Bewegung auf der Erde ist, so fällt es nicht besonders auf, dass man schon lange versucht hat, diese wichtige Erscheinung zu messen. Die ältesten Bestimmungen rühren wohl von Herschel her; sie wurden von Forbes wieder aufgenommen. Bestimmungen in grösserem Maasstab wurden von Pouillet mit dem von ihm konstruierten Pyrheliometer ausgeführt. Dieses Instrument besteht aus einer kleinen, als Kalorimeter dienenden Dose aus Metallblech vv (vgl. Fig. 169) mit darin eingesetztem Thermometer, dessen Kugel durch Punktierung in der Figur angedeutet ist. vv wird mit einer Flüssigkeit, gewöhnlich Wasser oder Quecksilber, von bekannter Menge, gefüllt. Die Röhre des Thermometers liegt in der Achse des Rohres cc_1, an dessen anderem Ende eine Scheibe dd von demselben Durchmesser wie vv befestigt ist. Mit Hilfe des Knopfes b kann vv um die Achse cc_1 gedreht werden, um die Flüssigkeit im Kalorimeter, wie erforderlich, durcheinanderzurühren. Die Röhre cc_1 liegt in zwei Ringen, welche von einem Stativ getragen werden, so dass cc_1 in jede beliebige Richtung eingestellt werden kann. Wenn der Schatten von vv genau die Scheibe dd bedeckt, ist der Boden des Kalorimetergefässes senkrecht gegen die Lichtstrahlen (von der Sonne) gerichtet. Man beobachtet das Steigen (S) der Temperatur in vv, während es eine bestimmte Anzahl

(z B. 5) Minuten der Sonnenstrahlung ausgesetzt ist. Vor und nach der Beobachtung wird das Instrument beschattet und sein Gang im Schatten beobachtet. Das Mittel der Temperatursteigerung in diesen beiden Fällen sei S_1, so ist die korrigierte Temperatursteigerung während der 5 Minuten der Exposition $S - S_1$. Man berechnet aus dem bekannten Wasserwert des Kalorimeters und Thermometers die Wärmemenge, welche pro Minute auf jedes Quadratcentimeter des Bodens von vv fällt. Pouillet machte mehrere Beobachtungen nacheinander an Tagen mit heiterem Himmel. Er fand die Stärke der Sonnenstrahlung von dem Stand der Sonne abhängig, je niedriger dieser war, um so geringer fiel auch die Strahlung aus, wie folgende Beobachtungsreihe vom 11. Mai 1838 zeigt (worin die Dicke der Atmosphäre bei senkrechtem Einfall der Sonnenstrahlung gegen die Erdoberfläche wie gewöhnlich gleich 1 gesetzt wird):

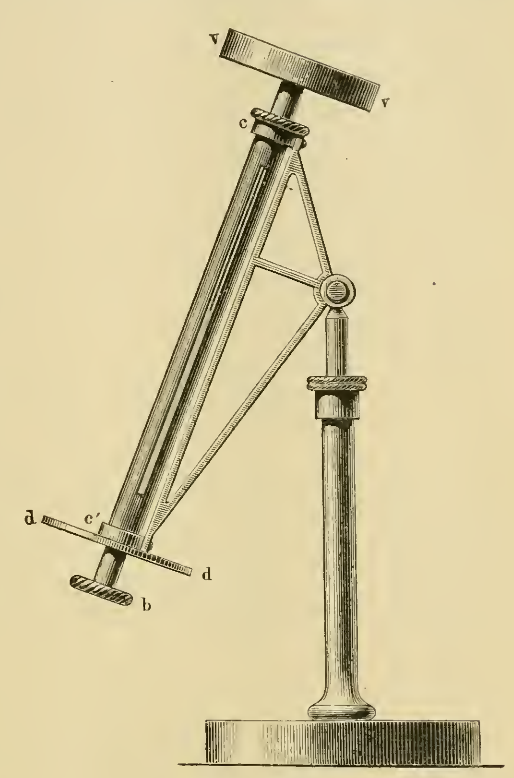


Fig. 169. Pyrheliometer von Pouillet.

Beobachtungszeit	Dicke der Luftschicht	Korrigierte Temperaturerhöhung beob.	Korrigierte Temperaturerhöhung ber.	Differenz
11 V.-M.	1,193	5,05	5,06	— 0,01
12 M.	1,164	5,10	5,10	0
1 N.-M.	1,193	5,05	5,06	— 0,01
2 „	1,288	4,85	4,95	— 0,10
3 „	1,473	4,70	4,73	— 0,03
4 „	1,812	4,20	4,37	— 0,17
5 „	2,465	3,65	3,67	— 0,02
6 „	3,943	2,70	2,64	+ 0,06

Hieraus ist der Schluss zu ziehen, dass die Luft einen Teil der Sonnenwärme absorbiert, denn man muss voraussetzen, dass die wirkliche Stärke der Sonnenstrahlung sich in der kurzen Beobachtungszeit nicht nennenswert ändert. Die einfachste Art, sich dies vorzustellen ist die folgende: Es strahle die Sonne eine Wärmemenge aus, welche über dem Luftmeer pro cm^2 und Minute a Kalorien ausmacht. Diese Grösse wird „Sonnenkonstante" genannt. Nachdem das Strahlenbündel eine bestimmte Luftmasse (l) durchlaufen hat, sei die Wärmemenge a auf den Bruchteil $a\alpha$ gesunken; α wird der Durchlässigkeitskoeffizient genannt. Nachdem das Strahlenbündel die Luftmasse $2\,l$ durchlaufen hat, ist nicht mehr als $a\alpha^2$ von der ursprünglichen Wärmemenge übrig, und wenn die durchlaufene Luftmenge nl beträgt, so wird die durchgelassene Wärmemenge (W):

$$W = a\alpha^n.$$

Als Einheit der durchstrahlten Luftmasse nimmt man diejenige, welche die Sonnenstrahlen zu durchlaufen haben, falls die Sonne im Zenith steht und das Pyrheliometer im Meeresflächenniveau aufgestellt ist. Nach dieser Formel berechnete Pouillet seine Messungen. So z. B. fand er die oben gegebenen, unter ber. stehenden Temperaturwerte mit Hilfe der Formel:

$$t = 6{,}72 \cdot 0{,}789^l,$$

worin l die in der zweiten Kolumne stehende Anzahl der durchstrahlten Atmosphären bedeutet. t und W können nämlich einander proportional angenommen werden.

Pouillet fand Werte von α, die zwischen 0,72 und 0,79 sich ändern. Die a-Werte schwankten zwischen 1,5 und 1,76 kal. pro Minute und cm^2. Seine Beobachtungen wurden in Paris angestellt.

Neuere Untersuchungen. In späterer Zeit sind eine grosse Anzahl Bestimmungen der Sonnenkonstante von verschiedenen Beobachtern ausgeführt worden. Da mit der Beobachtungsmethode von Pouillet nur eine beschränkte Zahl von Daten gesammelt werden kann, sind selbstregistrierende Instrumente konstruiert worden. Das am meisten verbreitete von diesen ist wohl dasjenige von Crova, welches aus zwei zusammengelöteten, 1 cm im Durchmesser haltenden, Scheiben von Eisen und Neusilber von 0,1 mm Dicke besteht. Dieses Thermoelement wird der Strahlung der Sonne ausgesetzt und folgt wegen seiner geringen Wärmekapacität (sein Wasserwert ist gleich 0,034 g) sehr schnell den

Veränderungen der Wärmestrahlung. Die elektromotorische Kraft dieses Elementes ist von seiner Temperatur abhängig und wird mit Hilfe eines Galvanometers abgelesen und photographisch registriert. Man könnte meinen, dass die diesbezügliche Kurve, welche die Stärke der Sonnenstrahlung angiebt, vom Sonnenaufgang ab steigen würde, um zur Mittagszeit einen Maximalwert zu erreichen und am Nachmittage ungefähr in eben derselben Weise herunterzusinken, wie sie am Vormittag aufgestiegen ist. Anstatt dessen zeigt die Kurve eine grosse Menge von Unregelmässigkeiten, wie die Figur 170 angiebt, und man beobachtet normal

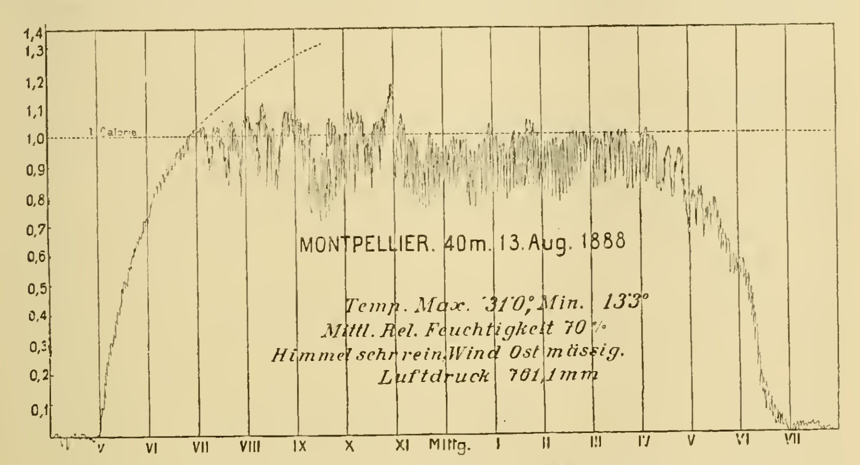


Fig. 170. Diagramm der Sonnenstrahlung zu Montpellier (40 m Höhe) am 13. Aug. 1888.

ein flaches Minimum in den ersten Nachmittagsstunden. Der absteigende Ast der Kurve liegt auch für gewöhnlich etwas niedriger, als der aufsteigende (Vormittag). Die vielen Unregelmässigkeiten sind auf grösseren Höhen bedeutend geringer als in der Ebene, wie ein Vergleich der Aufnahmen vom 13. Aug. 1888 (Fig. 171) von Mont Ventoux (1900 m) und von Montpellier deutlich hervortreten lässt. Die Störungen in den beiden Kurven stimmen übrigens nicht überein; es ist demnach anzunehmen, dass ihre Ursache lokaler Natur ist und auf dem Verhalten der Luft in den niederen Schichten beruht. Man kann nicht gut annehmen, dass diese Schwankungen, wie man für gewöhnlich glaubt, auf dem Vorüberziehen von wasserdampfhaltigen, absorbierenden Schichten oder von stauberfüllten Luftmassen beruhen, denn dieselben müssten dann ein Drittel der Sonnenstrahlung absorbieren können (vgl. Fig. 170). Überhaupt zeigt diese Erscheinung eine grosse Ähnlichkeit mit derjenigen der Scintillation oder des

Funkelns der Sterne, welche auch auf grösserer Höhe (und in trockener Luft) beinahe verschwindet. Es ist deshalb schwer, die Richtigkeit der gewöhnlichen Annahme zuzugeben, dass die grössten beobachteten Werte die richtigsten sein sollten. Wenn die Unregelmässigkeit dem Funkeln der Sterne entspricht, so ist vielmehr der Mittelwert der wahrscheinlichste.

Das registrierende Instrument wird hin und wieder mit einem Pyrheliometer verglichen, wonach seine Angaben auf absolutes Maass reduziert werden.

Ausser den genannten sind mehrere andere Pyrheliometer konstruiert worden, wovon einige kurz besprochen werden mögen. Ångström wendete

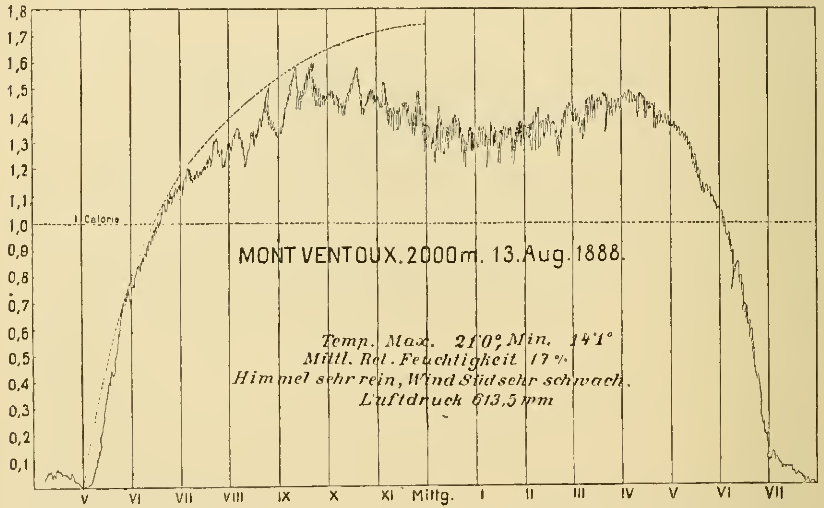


Fig. 171. Diagramm der Sonnenstrahlung zu Mont Ventoux (2000 m Höhe), am 13. Aug. 1888.

als Kalorimeter zwei Kupferplatten an, in welche Drähte von Neusilber eingelassen waren. Die eine Platte wurde durch einen entfernten Schirm beschattet, die andere war der Sonnenstrahlung ausgesetzt. Dieses Instrument hat den Vorteil, dass keine Korrektion wegen der Wärmeverluste der insolierten Platte nötig sind, da die beschattete Platte genau denselben äusseren Bedingungen mit Ausnahme der Sonnenstrahlung unterworfen ist. Ein anderes Instrument von Ångström besteht aus zwei Platinbändern, welche auf der einen Seite geschwärzt sind. Gegen die andere Seite derselben liegen die beiden isolierten Lötstellen eines Thermoelementes an. Das eine Platinband wird der Sonnenstrahlung ausgesetzt, das andere durch einen elektrischen Strom erwärmt, bis das

Thermoelement Gleichheit der Temperatur der beiden Platinstreifen angiebt. Die Wärmezufuhr zum beschatteten Streifen wird aus der Stromstärke berechnet. Sie ist offenbar gleich der Wärmezufuhr durch Sonnenbestrahlung zum anderen Streifen.

Das Aktinometer von Violle scheint jetzt nur noch wenig verwendet zu werden. Es besteht aus einem geschwärzten Thermometer, welches in dem Mittelpunkt einer aus zwei konzentrischen Kugelschalen bestehenden, innen geschwärzten Hohlkugel, befestigt ist. Der Zwischenraum zwischen den Kugelschalen kann mit Wasser von beliebiger Temperatur gefüllt werden. Eine diametrale Durchbohrung erlaubt, dass man das Thermometer der Sonnenstrahlung aussetzt.

Die Differenz zwischen der Temperatur des Thermometers und derjenigen der Hohlkugel erlaubt, die Stärke der Sonnenstrahlung zu berechnen.

Nach solchen Methoden haben verschiedene Beobachter die Sonnenstrahlung zu bestimmen versucht. Für die Sonnenkonstante (a) hat man folgende Werte gefunden:

Forbes und Kämtz (Faulhorn) . .	2,8		cal. pro Minute
Pouillet (Paris)	1,5 — 1,76		„ „ „
Violle (Mont Blanc)	2,5		„ „ „
Rizzo (Rocciamelone) 1,63—2,15 . .	2,5		„ „ „
Langley (Mount Whitney)	3	(2,5—4,0)	„ „ „
Savéljeff (Kiew)	2,81 — 3,4		„ „ „
Bartoli und Stracciati (Stilfserjoch)	2,4 — 2,6		„ „ „
Crova (Montpellier)	1,8 — 2,7	(2,2)	„ „ „
Crova u. Houdaille (Mont Ventoux)	1,97 — 2,9	(2,4)	„ „ „
Hansky (Mont Blanc)	3,0 — 3,4		„ „ „
Ångström (Yxelö 4,0) (Teneriffa) .	1,76		„ „ „
Mittel	2,5 cal. pro Minute.		

Bei der Berechnung von a hat man verschiedene Formeln zu Extrapolationen benutzt. Je nach der Natur der Formel, welche sich den Beobachtungen anschliesst, erhält man, wie ersichtlich, sehr verschiedene Werte von a. Rizzo hat die verschiedenen Berechnungen einer Kritik unterworfen, welche ihn zur Annahme von $a = 2,5$ (etwa) führt. Eigentümlicherweise geben die oben zusammengestellten Werte, wobei die abnorm grosse Zahl 4,0 von Ångström ausgeschlossen wurde, einen Mittelwert von 2,5. Vielleicht erreicht die Sonnenkonstante, nach der

letzten Bestimmung von Ångström zu urteilen, sogar nicht den Wert 2,5.

Gewöhnlich giebt man an, dass die Sonnenkonstante 3 cal. pr. Min. oder noch mehr erreichen muss. Man nimmt an, dass die ersten Luftschichten schon eine grosse Menge von Sonnenstrahlen wegnehmen. Dabei muss man aber in Erinnerung behalten, dass diese zuerst weggesiebten Strahlen in Teilen des Sonnenspektrums gelegen sind (äusserstes Ultrarot und Ultraviolett), wo die Strahlungsintensität sehr schwach ist.

Man hat gefunden, dass die günstigste Zeit für die Beobachtungen im Anfang des Frühlings und am Ende des Herbstes ist. Auch klare Wintertage (bei Schneebedeckung) geben gute Beobachtungsreihen. Dass Bergstationen niedrig liegenden vorzuziehen sind, folgt schon daraus, dass an den Beobachtungen von jenen eine geringere Korrektion wegen der Absorption der Atmosphäre anzubringen ist. Ebenso sind die Beobachtungen am Vormittag besser wie diejenigen am Nachmittag. Alle diese günstigen Beobachtungsumstände können so zusammengefasst werden, dass dabei die Luft relativ frei von Staub und Wasserdampf ist.

Der Durchlässigkeitskoeffizient (a) ist bei Höhenstationen etwas grösser als bei Thalstationen. Die Durchlässigkeit wächst auch mit der Länge der durchlaufenen Schicht, weil die ersten Teile am stärksten absorbieren und in tieferen Schichten die am meisten absorbierbaren Strahlengattungen zum grössten Teil weggesiebt sind.

Die folgenden auf Teneriffa gewonnenen Daten von Ångström mögen diese Regelmässigkeit beleuchten:

Lage der absorbierenden Schicht in Atmosphären	Durchlässigkeitskoeffizient Pic de Teneriffa $h = 3683$ m	le Cañada $h = 2125$ m	Guimar $h = 360$ m
1 — 2	0,889	0,885	0,850
2 — 3	0,904	0,900	0,880
3 — 4	0,924	0,911	0,896
4 — 5	0,925	0,916	0,892
5 — 6	0,928	0,925	0,897

Um einen Begriff von der Stärke der Sonnenstrahlung unter verschiedenen Umständen zu geben, führen wir folgende Ziffern von Ångström an:

Schichtdicke in Atm.	1	2	3	4	5	6
Strahlung in Guimar	1,39	1,17	1,03	0,92	0,82	0,73
„ „ Cañada	1,51	1,33	1,20	1,09	1,00	—
„ „ Pic de T.	1,54	1,37	1,24	1,14	1,05	0,97

In diesen Ziffern macht sich die Reinheit der Luft an den höheren Stationen deutlich geltend. Die stärkste Strahlung auf der Bergspitze betrug etwa 1,62. Die Menge des Wasserdampfes in einer Luftsäule entsprechend der Schichtdicke 1 (= der Luftmenge in einer vertikalen Luftsäule bei 760 mm Druck) betrug in den drei oben erwähnten Fällen soviel wie eine 2,7, 1,5 bezw. 1,1 cm dicke Wasserschicht. Bei gleichem Wasser- und Staubgehalt der Luft scheint die Sonnenstrahlung in unseren Gegenden ungefähr ebenso gross zu sein, wie in den obenerwähnten Fällen, wie Ångström speziell für Upsala gezeigt hat.

Die absorbierenden Bestandteile der Atmosphäre. Die wichtigsten Bestandteile der Atmosphäre, welche die Sonnenstrahlung beeinträchtigen, sind Staubpartikelchen, Wasserdampf und Kohlensäure. Betreffs der Wegsiebung der Sonnenstrahlung durch Staubpartikelchen hat Langley gefunden, dass sie für die brechbareren Strahlen am grössten ist, wozu auch die Theorieen von Clausius und Lord Rayleigh führen. Die Absorption der Sonnenstrahlen in den brechbareren Teilen des Sonnenspektrums wurde von Langley in Pittsburgh bestimmt. Er fand Werte des Durchlässigkeitskoeffizienten (a), welche durch folgende empirische Formel ausgedrückt werden können:

$$\log a = -0{,}0545\, n - 0{,}00802\, n^3,$$

worin $n = 1/\lambda$ gesetzt wird, wenn λ die die Wellenlänge der betreffenden Strahlengattung in μ ausgedrückt ist.

Die spektrale Verteilung der Strahlung (E) eines schwarzen Körpers von der absoluten Temperatur τ lässt sich durch die Wien-Planck-sche Formel ausdrücken:

$$E = C \frac{\lambda^{-5}}{e^{K/\lambda\tau} - 1},$$

worin die Wellenlänge (λ) der betreffenden Strahlengattung in μ ausgedrückt ist. K ist eine Konstante (2890 · 4,956). Wenn die Strahlung der Sonne gleich derjenigen eines schwarzen Körpers von 6000° abs. gesetzt werden kann, ist die relative Lichtstärke der verschiedenen

Strahlengruppen so verteilt, wie die folgende Tabelle hinter der Rubrik E angiebt. In dieser Tabelle steht oben λ in μ ausgedrückt und ferner *log* α nach der oben gegebenen Formel. Mittelst E und α lässt sich ein Wert E_1 berechnen, welcher die relative Stärke der Strahlung angiebt, nachdem das Sonnenlicht die Schichtdicke 1 durchlaufen hat. Ebenso ist ein Wert E_2 der Schichtdicke 2 entsprechend berechnet.

λ =	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8
log α =	0,515—9	0,765—2	0,544—1	0,762—1	0,8420—1	0,8854—1	0,9106—1	0,9264—1
E =	0,0041	2,0	142	248	270	245	202	162
E_1 =	0	0,1	50	143	188	188	164	137
E_2 =	0	0	17,4	83	131	144	134	116

λ =	0,9	1,0	1,2	1,5	2,0	3,0	4,0	5,0	10,0	Summe
log α =	0,9371—1	0,9455—1	0,9565—1	0,9666—1	0,9758—1					
E =	128	101	65,4	3,36	13,6	3,4	1,19	0,52	0,037	203,2
E_1 =	111	89,1	57,4	3,11	12,9	3,3	1,16	0,51	0,037	155,2
E_2 =	96	78,6	51,9	28,8	12,2	3,2	1,13	0,50	0,037	125,3

Daraus ersehen wir, dass der Staub, wenn er in der Menge in der Luft enthalten ist, wie bei den Beobachtungen von Langley, in einer Luftschicht von der Menge 1 etwa 24 Proz. der Sonnenstrahlung wegnimmt, in einer Luftschicht von der Menge 2 dagegen 37 Proz. Mit anderen Worten der Durchlässigkeitskoeffizient zufolge von Staub wäre 0,76 in der ersten Schicht von Atmosphärendicke, 0,83 dagegen in der zweiten (0,83.0,76 = 0,63). Nun gehen die Sonnenstrahlen teilweise schräg durch die Atmosphäre und es ist leicht mit Hilfe der Integralrechnung nachzuweisen, dass ihr mittlerer Weg durch die Atmosphäre (für den beleuchteten Teil der Erde) der Luftmenge 2 (nahezu) entspricht. Man hätte demnach eine Wegsiebung des ultravioletten und stark brechbaren Lichtes zu erwarten, von der Grösse, dass dadurch etwa 35 Proz. der Sonnenwärme verschwände. Da aber 72 Proz. der Erdoberfläche von Wasser bedeckt sind, und der Staub in geringerer Menge über dem Meer als über der Landoberfläche vorkommt, so wird die oben gegebene Ziffer etwas zu gross und vielleicht für die ganze Erde auf etwa 30 Proz. zu reduzieren sein. Diese Wärme geht aber nicht gänzlich für die Erde verloren, indem nur ein Teil davon zum Himmelsraum reflektiert wird, und ein anderer Teil, etwas weniger als die Hälfte, zur Erde gelangt. Schätzungsweise kann man danach annehmen, dass die Erde etwa 17 Proz. der Sonnenwärme auf diese Weise verliert.

Will man in ähnlicher Weise schätzen, ein wie grosser Teil der Erdstrahlung durch Reflexion von dem Staub der Erde erhalten

bleibt, so kann man eine ähnliche Rechnung durchführen. Man findet dann, dass das Maximum der Strahlung eines 15° warmen schwarzen Körpers (mittlere Temperatur der Erdoberfläche) bei $\lambda = 10\ \mu$ liegt und dass nur etwa 20 bezw. 1 Proz. der Totalwärme geringere Wellenlängen als 9 μ bzw. 4 μ besitzen. Der zur Erde durch den Staub reflektierte Teil der Erdstrahlung erreicht etwa 0,2 Proz., kann folglich vollkommen ausser Rechnung gelassen werden.

Eine stauberfüllte Luft vermindert demnach die Einstrahlung der Sonnenwärme, lässt aber die Erdstrahlung frei hindurchgehen. Der Staub wirkt demnach auf die Temperatur der Erde stark herabsetzend. In derselben Weise wirken die Wolken, deren Albedo (vgl. oben S. 169) für leuchtende Strahlen wahrscheinlich gleich derjenigen frisch gefallenen Schnees gesetzt werden kann, welche nach Zöllner etwa 0,80 beträgt. Dagegen reflektiert sowohl Schnee wie auch eine Wolke viel weniger von der dunklen Wärme. Nach der Verteilung der Energie im Sonnenspektrum wird die Wirkung der Wolken eine Zerstreuung von etwa der Hälfte der Sonnenwärme sein. Dass die Wolken für die längsten Wärmewellen etwas durchlässig sind, kann man bei dichten Nebeln (z. B. in London) beobachten, wobei die Lage der Sonne kaum durch den Gesichtssinn zu erkennen ist, dagegen aus der Wärmestrahlung mit Hilfe des Wärmegefühls ungefähr ermittelt werden kann. Die meisten Strahlen der Erde werden wohl von den Wolken als von einem nahezu schwarzen Körper absorbiert und wieder ausgestrahlt. Da nun die Hauptmasse der Wolken (besonders der dichten Wolken) in einer Höhe von etwa 1000—3000 m (Mittel 1900 m) liegt, und die Temperatur daselbst etwa 7,5° niedriger als an der Erdoberfläche ist, so wird die Ausstrahlung der Erde an diesen absorbierbaren Wellen um etwa 10 Proz. herabgesetzt. Die Wolken vermindern also die Einstrahlung in viel höherem Grade als die Ausstrahlung und tragen demnach wie der fein verteilte Staub, aber etwa doppelt so energisch zur Abkühlung der Erde bei. Da nun die Wolken etwa die Hälfte (52 Proz.) der Erdoberfläche verdecken, so geht durch Wolken und Staub zusammen die Erde etwa eines Viertels der Sonnenwärme verlustig.

Da die Staubpartikelchen die stark brechbaren Sonnenstrahlen zerstreuen, enthält das Sonnenlicht an der Erdoberfläche kein Licht von niederer Wellenlänge als etwa $\lambda = 0{,}295\ \mu$. Auf Bergstationen kann man das Spektrum etwas weiter ausgedehnt sehen. Die Ausdehnung des Spektrums nach dem Ultravioletten hin ist nach den Beobachtungen von Cornu um so grösser, je geringere Dicke die ab-

sorbierende Schicht besitzt. Sie ist auch grösser im Winter als im Sommer, offenbar wegen des geringeren Staubgehaltes der Luft im Winter. Cornu zeigte auch, dass eine Röhre voll Luft von 4 m Länge alles Licht bis zu der Wellenlänge 0,185 μ auszulöschen vermag. Noch grösser ist die atmosphärische Absorption der von Schumann entdeckten ultravioletten Strahlen (von etwa 0,1 μ Wellenlänge), welche nur in äusserst luftverdünntem Raum photographiert werden konnten. Es nimmt also nach diesem Ende des Spektrums die Zerstreuung des Lichtes mit abnehmender Wellenlänge viel schneller zu, als die oben gegebene aus Langleys Daten berechnete Formel angiebt.

Zufolge Zerstreuung des brechbarsten Lichtes durch den Staub verschiebt sich die Lage des Strahlungsmaximums zu immer grösseren Wellenlängen, je dickere Schichten die Strahlen durchlaufen haben. So z. B. besitzt E in der letzten Tabelle (S. 500) ein Maximum bei $\lambda = 0{,}5\ \mu$, E_1 bei 0,55, E_2 bei 0,6 μ etwa. Für jede Atmosphäre steigt λ_{max} um etwa 0,05 μ; an der Aussengrenze der Atmosphäre müsste λ_{max} infolgedessen etwa 0,5 μ betragen, da es an der Erdoberfläche bei hohem Sonnenstand etwa 0,55 μ erreicht. Da nun die Temperatur der Sonne aus der Formel:

$$\lambda_{max} \cdot \tau = 2890$$

berechnet wird, so erhält man den Wert $\tau = 5250$, wenn $\lambda_{max} = 0{,}55$ beträgt (vgl. S. 131). Dieser Wert muss wahrscheinlich um etwa 10 Proz. erhöht werden, um der Zerstreuung des brechbarsten Lichtes in der Luft Rechnung zu tragen, also etwa 5900° abs. erreichen.

In ähnlicher Weise hat Harkányi folgende absolute Temperaturen folgender Sterne berechnet: Sonne 5450°, Sirius 6400°, Wega 6400°, Arktur 2700°, Aldebaran 2850°, Beteigeuze 3150°. Diese Zahlen sind wahrscheinlich um 10 bis 12 Proz. zu erhöhen.

Absorption durch Dämpfe. Ganz anders verhalten sich die Dämpfe, welche teilweise eine sehr starke Absorption auf die Wärmestrahlung ausüben, wie Tyndall in seinen umfassenden Untersuchungen gezeigt hat. In diesem Falle ist im allgemeinen die Absorption um so stärker, je grössere Wellenlänge die Strahlung besitzt, wie dies aus folgender Tabelle von Tyndall hervorgeht. Dabei sind verschiedene Strahlungsquellen benutzt worden, nämlich Platinspiralen, die zu Dunkelrotglut (etwa 700° C.), Rotglut (etwa 1100° C.) und Weissglut (etwa 1600° C.) erwärmt waren. Je heisser die Wärmequelle, desto kurzwelliger ist die Strahlung.

Absorbierender Dampf von 12,7 mm Druck und 1,2 m Schichtdicke	Absorption in Prozent		
	Dunkelrote Wärmequelle	Rotglühende Wärmequelle	Weissglühende Wärmequelle
Schwefelkohlenstoff CS_2 . .	6,5	4,7	2,9
Chloroform $CHCl_3$	9,1	6,3	5,6
Methyljodid CH_3J	12,5	9,6	7,8
Äthyljodid C_2H_5J	21,0	17,7	12,8
Benzol, C_6H_6	26,3	20,6	16,5
Amylen C_5H_{10}	35,8	27,5	22,7
Äthyläther $C_4H_{10}O$	43,4	31,4	25,9
Äthylformiat $C_2H_5CO_2H$ . .	45,2	31,9	25,1
Äthylacetat $C_2H_5C_2H_4O_2$ . .	49,6	34,1	27,2

Aus dieser Tabelle geht noch eine andere Regelmässigkeit hervor, nämlich dass die Absorption im allgemeinen um so grösser ist, je zusammengesetzter die absorbierenden Moleküle sind. Am deutlichsten tritt dies bei den einfachen Gasen, Wasserstoff, Stickstoff und Sauerstoff hervor, welche nach Tyndall keine Absorption ausüben. Dies ist zwar nicht ganz richtig für Sauerstoff, der ziemlich starke Absorptionsstreifen im sichtbaren Spektrum besitzt, welche die „atmosphärischen Bänder" *A* und *B*, sowie α zwischen den Linien *C* und *D* verursachen. Diese Absorption ist jedenfalls quantitativ so unbedeutend, dass sie sich bei Tyndalls Versuchen nicht zu erkennen gab. Die Gase in der Atmosphäre, von denen vermutet werden kann, dass sie eine merkliche Absorption zeigen, sind Wasserdampf und Kohlensäure, vielleicht auch die wenig bekannten Kohlenwasserstoffe, die in sehr geringer Menge in der Luft vorhanden sind. Davon ist Kohlensäure am leichtesten zu untersuchen. Schon Tyndall und Lecher haben die Absorption der Kohlensäure für die Strahlung eines 100° warmen Körpers bestimmt. Diese Versuche habe ich zu komplettieren versucht und auf Strahlen eines 15° warmen Körpers ausgedehnt. Da der letzterwähnte Fall recht genau den Verhältnissen bei der Strahlung der Erde gegen den leeren Raum entspricht, wollen wir einige der betreffenden Ziffern wiedergeben. Zur Absorption von *A* Prozent sind die unter *l* geschriebenen Schichtendicken (in Centimetern) von reiner Kohlensäure bei 15° und 760 mm Druck nötig.

$A =$	1	2	5	10	15	20	25	30
$l =$	0,6	1,3	5,0	20,7	60	142	300	580.

Zwar ging die Wärmestrahlung durch zwei 1 cm dicke Steinsalzplatten, die einen Theil derselben absorbieren, die deswegen anzubringende Korrektion dürfte aber ziemlich belanglos sein. Da nun die Absorption der Kohlensäure sich noch mehr bei den schräg als bei den lotrecht zur Erdoberfläche laufenden Strahlen geltend macht, so wirkt die Atmosphäre viel mehr — die Rechnung zeigt etwa 1,75 mal mehr — als die Kohlensäuremenge in einer lotrechten Luftsäule. Diese entspricht einer Schichtdicke von 250 cm, also würde die Atmosphäre eine ebenso kräftige Absorption ausüben wie eine Schicht Kohlensäure von 437 cm Dicke, d. h. etwa 27,8 Proz. der Erdstrahlung absorbieren. Diese absorbierte Wärmemenge wird natürlicherweise wieder in den Weltraum ausgestrahlt, aber da der strahlende Körper viel kälter als die Erde ist, so wird auch seine Strahlung viel geringer sein, sodass thatsächlich Wärme der Erde erhalten wird. Und zwar ist diese Ersparnis ganz bedeutend, indem sie einer Erhöhung der Erdtemperatur von etwa 14,5^0 entspricht.

In jüngster Zeit hat Ångström nachgewiesen, dass, wenn die Strahlung eine bestimmte Menge Kohlensäure durchläuft, die Wärmeabsorption mit dem Druck steigt. Wegen dieses Umstandes sind die obenerwähnten Ziffern etwas zu hoch. Es ist zugleich wahrscheinlich, dass die Kohlensäureabsorption bei sinkender Temperatur zunimmt, wodurch der letzterwähnte Einfluss kompensiert wird. Eine noch nicht genau ermittelte Korrektion ist deshalb an ihnen anzubringen.

Viel weniger wirkt die Kohlensäure auf die Sonnenstrahlung. Schon die Strahlung einer 100gradigen Wärmequelle wird nur 0,7 mal so stark von der Kohlensäure absorbiert wie die Strahlung einer 15gradigen. Noch geringer ist die Wirkung auf die Sonnenwärme, indem Ångström sich vergeblich bemüht hat, diese Absorption direkt nachzuweisen. Man kann aus der Lage und Breite der Absorptionsbänder der Kohlensäure ihre Absorption der Sonnenstrahlung zu etwa 2 Proz. schätzen, sie ist jedenfalls so unbedeutend, dass sie ohne merklichen Fehler ausser Rechnung gelassen werden kann.

Viel kräftiger wirkt der Wasserdampf. Ångström hat die Absorption desselben für Sonnenstrahlung so zu bestimmen versucht, dass er das Sonnenspektrum graphisch darstellte und die Lücken darin ausfüllte, wodurch er das Sonnenspektrum an der Aussenseite der Atmosphäre erhielt. Hieraus konnte er offenbar die Absorption des Wasserdampfes unter der Annahme, dass Wasserdampf alle die erwähnten Lücken verursacht, berechnen. Er fand für eine absorbierende Schicht

von 2,1 cm bezw. 9,9 cm (auf flüssiges Wasser reduziert), ein Absorptionsvermögen des Wasserdampfes von 15 bezw. 27 Proz. Die folgenden Werte sind einer Kurve von Ångström entnommen, wobei entsprechende Werte von Schukewitsch (in Klammern) mit eingeschrieben sind:

A = 5	10	15	20	25	Proz. Absorption
l = 0,30	0,85	2,1	4,2 (5,2)	6,8 (10)	cm Wasser.

Wie ersichtlich, bietet das Verhalten des Wasserdampfes ungefähr dasselbe Bild wie dasjenige der Kohlensäure, indem die Absorption viel langsamer als der absorbierenden Menge proportional zunimmt.

Die Absorption des Wasserdampfes für die Erdstrahlung ist noch nicht genau untersucht, dürfte aber diejenige der Kohlensäure nicht unbedeutend übertreffen. Dabei ist zu bemerken, dass der Wasserdampf im Gegensatz zu der Kohlensäure in den niedersten Schichten der Atmosphäre konzentriert ist. Dadurch wird die wärmeschützende Kraft des Wasserdampfes bedeutend geringer als sie sonst sein würde.

Es ist bei den Untersuchungen über die Wärmeabsorption des Wasserdampfes sehr schwer, seine Wirkung von derjenigen des Staubes zu unterscheiden. Denn, wie oben gezeigt wurde, schlägt sich der Wasserdampf schon lange, bevor Sättigung eingetreten ist, teilweise auf den Staub nieder und verstärkt dadurch die Undurchsichtigkeit, die der Staub an sich hervorbringt.

Der Wasserdampf hat sehr viele charakteristische Liniengruppen, die meisten im Ultrarot, wo er für Licht von grösserer Wellenlänge als 16 μ so gut wie undurchsichtig erscheint. Im sichtbaren Spektrum befinden sich einige Liniengruppen in der Nähe von a, C und D, welche so charakteristisch sind, dass sie „Regenbänder“ genannt werden, indem man Regen prophezeit, wenn sie stark auftreten.

Die stark rote Färbung der untergehenden Sonne bei starkem Wasserdampfgehalt der Luft dürfte nicht von dem Wasserdampf direkt, sondern von Staubpartikelchen mit darauf kondensiertem Wasser herrühren.

Messungen über den jährlichen und täglichen Gang der Sonnenstrahlung. Die oben gegebenen Kurven Figg. 170 und 171 stellen die Strahlungsintensität an einem Tage (13. Aug. 1888) zu Montpellier und Mont Ventoux dar. Wie aus denselben ersichtlich, steigt anfangs nach Sonnenaufgang die Strahlung sehr schnell an, um nachher zur Mittagszeit durch ein sehr flaches Minimum zu gehen und ein paar Stunden vor Sonnenuntergang wieder sehr schnell zu sinken. Dies

scheint besonders bei starkem Wassergehalt der Atmosphäre sehr gewöhnlich zu sein.

Savelieff hat in Kiew während der Jahre 1891 und 1892 stündliche Messungen der Sonnenstrahlung mit Hilfe eines Crovaschen registrierenden Aktinographen ausgeführt. Aus diesen hat Hann folgende Mittelwerte abgeleitet:

Zeit . .	4—5	5—6	6—7	7—8	8—9	9—10	10—11	11—12
Winter .	—	—	—	0,04	0,12	0,19	0,27	0,30
Frühling	0,03	0,13	0,30	0,40	0,42	0,46	0,48	0,48
Sommer .	0,09	0,34	0,54	0,68	0,73	0,78	**0,79**	0,72
Herbst .	—	0,01	0,13	0,32	0,43	0,50	0,56	**0,59**

Zeit . .	12—1	1—2	2—3	3—4	4—5	5—6	6—7	7—8
Winter .	**0,31**	0,28	0,23	0,15	0,05	—	—	—
Frühling	**0,51**	0,48	0,44	0,43	0,41	0,30	0,15	0,03
Sommer .	0,69	0,64	0,62	0,60	0,54	0,47	0,30	0,09
Herbst .	**0,59**	0,54	0,52	0,44	0,31	0,14	0,01	—

Die Zahlen sind in Kalorien pro cm^2 und Minute angegeben. Um den Wärmegewinn des Erdbodens zu finden, muss man diese Ziffern mit dem Cosinus der Zenithdistanz der Sonne multiplizieren. Dass die Werte so niedrig ausfallen, kommt daher, dass die Zahlen Mittelwerte sind und nicht nur ganz klaren Tagen entsprechen. Als Beispiel eines solchen möge der 7. Jan. 1899 zu Kiew angeführt werden (n. Br. 50° 24′, Höhe 100 m).

Zeit	$9,5^h$ a	10,2	11,0	11,7	12,0	12,8 *p*	1,1	1,9	2,3	2,9	3,1	3,4
cal.	0,86	1,03	1,10	**1,15**	1,10	**1,12**	1,08	0,99	0,92	0,77	0,69	0,58

Diese Ziffern gelten für eine senkrecht gegen die Sonnenstrahlen stehende Fläche. Wie die Zahlen für eine horizontale Fläche ausfallen, zeigen folgende Daten von Homén (Mittel der ganz klaren Tage 14. und 15. Aug., 2. und 3. Sept. 1896, 60° 17′ n. Br., 23° 40′ E. v. Gr., Höhe 60 m).

Zeit	6 a	7	8	9	10	11	12	1 p	2	3	4	5	6
cal.	0,12	0,30	0,51	0,73	0,87	0,96	**0,97**	0,92	0,76	0,60	0,43	0,27	0,14

Durch die Reduktion auf die horizontale Fläche verschwindet das Minimum zur Mittagszeit.

Die jährliche Schwankung zeigt eine sehr ausgeprägte Ähnlichkeit

mit der täglichen, wie folgende Daten von Crova für Montpellier (43° 36′ n. Br. und 60 m Höhe; 11jähriges Mittel) belegen. Die Daten beziehen sich auf senkrechte Strahlung kurz vor Mittag:

Jan.	Febr.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
1,03	1,06	1,10	**1,16**	**1,16**	1,11	1,11	1,07	1,08	1,04	1,05	*0,98*	1,08

Das Minimum fällt in den Dezember mit dem niedrigsten Sonnenstande zusammen, das Maximum kommt dagegen im April und Mai vor dem höchsten Sonnenstande. Nach demselben erscheint ein sehr schwaches Maximum im September. Das Maximum würde ohne Zweifel in den Juni fallen, wenn nicht Wasserdampf und Staub im Sommer stark zunähmen (wie zur Mittagszeit). Der Transmissionskoeffizient hatte ein Maximum im Dezember (0,71), ein Minimum im Sommer (0,48).

Die mittlere tägliche Wärmesumme (in cal. pr. cm² für horizontalen Erdboden) zu Kiew betrug nach einem dreijährigen Mittel:

Jan.	Febr.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
24	67	99	122	318	325	**328**	306	227	125	34	*13*	166.

Wenn alle Tage vollkommen klar gewesen wären, so würde das Jahresmittel anstatt 166 cal. pro Tag etwa doppelt so gross ausgefallen sein (338 cal. pro Tag). Diese letzte Ziffer beträgt 43,9 Proz. von der theoretischen Einstrahlung (770 cal. pro Tag), welche an der Grenze der Atmosphäre ankommt (gerechnet mit 2,5 cal. pro min. als Sonnenkonstante). Wie wir später sehen werden, entspricht dies einem Transmissionskoeffizienten von etwa 0,65.

Oben haben wir den Transmissionskoeffizienten der Luft unter Berücksichtigung des Staubes allein auf 0,76 geschätzt. Der Unterschied zwischen dieser Zahl und den gefundenen wäre der Absorption durch Wasserdampf und Kohlensäure zuzuschreiben. Diese Absorption würde demnach für den Winter in Montpellier einer Schichtdicke von 3 mm und für Kiew im Mittel einer von 8,5 mm Wasser entsprechen. Die entsprechende Schichtdicke wäre für den Sommer in Montpellier etwa 90 mm. Diese Zahlenwerte scheinen nicht allzu schlecht mit den thatsächlich beobachteten Werten der Luftfeuchtigkeit übereinzustimmen.

Der ungewöhnlich hohe Transmissionskoeffizient 0,85 für Guimar auf Teneriffa scheint anzudeuten, dass der Staubgehalt der Luft über dem Meer bedeutend (mehr als doppelt) geringer ist als auf kontinentalen Stationen.

Die Verschiedenheit der Sonnenstrahlung an verschiedenen Orten. Der wichtigste Faktor zur Bestimmung des Klimas ist die Einstrahlung von der Sonne. Dabei ist zunächst hervorzuheben, dass die Erde in der Zeit, in der sie einen Grad der Ekliptik durchläuft, immer dieselbe Wärmemenge erhält. Die Zeit, welche die Erde in ihrer Bahn zum Beschreiben eines Bogens von 1^0 braucht, ist nämlich zufolge des zweiten Keplerschen Gesetzes proportional dem Quadrat der Entfernung von der Sonne. Wenn v den von der Erde während der Zeit t in der Entfernung r von der Sonne beschriebenen Winkel darstellt, so kann das genannte Gesetz in folgender Form dargestellt werden (vgl. S. 74):

$$r^2 v = Kt,$$

worin K eine Konstante bedeutet.

Die Strahlung S von der Sonne gegen die Erde in der Zeit t ist andererseits durch den Ausdruck:

$$S = \frac{A}{r^2} t$$

gegeben, wobei A eine neue Konstante bedeutet. Hieraus folgt durch Multiplikation:

$$SK \cdot t = Avt \text{ oder } S = C \cdot v,$$

worin C eine dritte Konstante bedeutet. Die auf die ganze Erde eingestrahlte Wärmemenge ist infolgedessen dem von der Erde um die Sonne beschriebenen Winkel proportional.

Diese schon seit Newtons Zeiten bekannte Überlegung ist von grosser Bedeutung. Rechnet man, wie gewöhnlich, den betreffenden Winkel von dem Frühlingspunkt ab, so kann man einen ähnlichen Schluss, wie für die ganze Erde, für jeden beliebigen, zwischen zwei Breitekreisen gelegenen Teil der Erde gelten lassen. Denn die Bestrahlung eines solchen Teils hängt, ausser von der Entfernung von der Sonne, nur von dem Einfallswinkel der Sonnenstrahlen ab und dieser Winkel ist nur von der Neigung der Erdachse gegen den Leitstrahl von der Sonne abhängig. Sobald aber der Winkel zwischen diesem Leitstrahl und demjenigen zum Frühlingspunkt der gleiche ist, so ist die genannte Neigung dieselbe, sie ist unabhängig von der Länge des Leitstrahls. Es folgt hieraus, dass, wenn die Erde denselben Winkel (von dem Frühlingspunkt gerechnet) beschreibt, so erhält eine beliebige zwischen zwei Breitekreisen gelegene Zone dieselbe Wärmemenge von

der Sonne, unabhängig von der Entfernung der Erde von der Sonne. Dies gilt z. B. für das ganze Sommerhalbjahr oder das ganze Winterhalbjahr, während dessen die Erde den Winkel 0—180° bezw. 180° bis 360° beschreibt.

Im Laufe der Zeit hat (vgl. oben S. 273) die Excentrizität der Erdbahn sich geändert. Infolgedessen ist die Länge des Sommers (der nördlichen Halbkugel) veränderlich gewesen. Aber immer ist, so lange die Umlaufszeit der Erde sich nicht geändert hat, die Wärmeeinstrahlung während des Sommers auf eine beliebige Zone der Erde dieselbe geblieben und ebenso während des Winters. Nur ist diese Wärmemenge auf eine grössere oder kürzere Zeit verteilt gewesen. Es kann folglich durch diese Änderung der Excentrizität nicht die jährliche Einstrahlung auf eine bestimmte Zone, noch die Ausstrahlung davon in den Weltraum sich geändert haben, solange die Umlaufszeit der Erde konstant geblieben ist. Es kann demnach auf diese Weise keine nennenswerte Änderung der mittleren Temperatur der betreffenden Zone, wie sie etwa die Crollsche Hypothese verlangt, sondern nur eine Vergrösserung oder Verminderung der Temperaturvariation im Jahre entstanden sein.

Etwas anders verhält es sich, wenn die Neigung der Erdachse gegen die Ekliptik sich geändert hat, worauf wir weiter unten zurückkommen werden.

Berechnung der Wärmeeinstrahlung, wenn von der Wirkung der Atmosphäre abgesehen wird. Aus den eben angeführten Gründen bietet es einen bestimmten Vorteil, die Wärmemenge zu berechnen, welche auf 1 cm² der Erdoberfläche einfällt, während sie einen Bogen von 1° beschreibt, statt derjenigen, welche während eines Tages einstrahlt. Diese Rechnung ist eine rein mathematische, prinzipiell einfache, aber recht zeitraubende Arbeit. Es wird dabei vorausgesetzt, dass die Stärke der Strahlung dem Cosinus des Winkels zwischen der Strahlungsrichtung und der Normale gegen die Erdoberfläche proportional ist. Die genannte Berechnung giebt Resultate, welche in der untenstehenden Tabelle, die einer Arbeit von Zenker entlehnt ist, zusammengestellt sind. Dabei wird die Wärmemenge gleich 1 gesetzt, welche der betreffende Punkt erhalten würde, wenn die Sonne die ganze Zeit im Zenith stände.

Wenn die Sonne zwischen 180° und 360° Länge steht, so gelten dieselben Zahlen wie in der Tabelle, nur gelten diejenigen, die in der Tabelle für die nördliche Halbkugel angeführt sind, dann für die

südliche und umgekehrt. In dieser Weise umfasst die Tabelle alle Fälle.

Geogr. Breite	Längen der Sonne									
	0° (180°)	10° (170°)	20° (160°)	30° (150°)	40° (140°)	50° (130°)	60° (120°)	70° (110°)	80° (100°)	90°
N. 90	—	0,069	0,136	0,199	0,256	0,305	0,345	0,374	0,392	0,398
80	0,055	093	139	196	252	300	339	368	386	392
70	109	143	180	217	254	291	324	351	368	374
60	159	190	221	252	281	308	330	347	358	362
50	205	231	258	283	306	326	343	355	363	366
40	244	266	287	306	324	339	351	359	365	367
30	276	295	308	322	334	343	351	356	359	360
20	299	310	320	328	334	339	342	344	345	346
10	313	319	323	325	326	326	325	324	323	323
0	318	318	315	312	308	303	299	295	293	292
S. 10	313	307	299	290	281	273	266	259	255	254
20	299	286	273	260	247	235	224	216	211	209
30	276	260	240	222	206	191	178	169	163	161
40	244	221	199	178	159	143	129	119	113	111
50	205	178	153	130	110	092	079	069	063	061
60	159	130	103	078	060	044	032	023	019	017
70	109	078	052	030	015	004	—	—	—	—
80	055	024	005	—	—	—	—	—	—	—
90	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

Um aus dieser Tabelle die Einstrahlung während eines Tages zu erhalten, muss man mit einem Faktor $D_0{}^2 : D^2$ multiplizieren, worin D_0 die mittlere, D dagegen die thatsächliche Entfernung von der Sonne bedeutet. Die in dieser Weise erfolgende Korrektion beläuft sich auf höchstens etwa 3,5 Proz. und ist in unserem Winterhalbjahr positiv, im Sommerhalbjahr dagegen negativ. Im grossen und ganzen wird dadurch nichts wesentliches an der Erscheinung geändert. Auffallend ist es, dass in den Sonnenwendezeiten die Einstrahlung an dem bestrahlten Pol ein Maximum besitzt und danach durch ein schwaches Minimum bei etwa 60° Br. geht. Danach kommt wieder ein schwaches Maximum bei etwa 45° Br., wonach die Strahlung erst allmählich und dann rapider bis zum entgegengesetzten Pole abnimmt. Wenn demnach die Luft unsere Erde nicht umgäbe und die grossen im Winter angesammelten Eismassen nicht bedeutende Wärmemengen bei ihrer Schmelzung konsumierten, so würden die Pole im Hochsommer die höchste Tempe-

ratur auf der Erdoberfläche besitzen. Dies würde beispielsweise eintreffen, wenn die Erde wie der Mond konstituiert wäre.

Um nun die Wärmeeinstrahlung während eines bestimmten Teiles des Jahres zu erhalten, summiert man die Strahlung Grad für Grad. Man erhält auf diese Weise folgende Tabelle, die von Wiener herrührt. Die Tabelle giebt die totale Wärmestrahlung, während die Erde einen Winkel von 45° beschreibt. Um Werte für die südliche Halbkugel zu erhalten, hat man zu der in der Tabelle angegebenen Länge der Sonne 180° hinzuzufügen.

Nördl. Halbkugel. Br.	Längen der Sonne in der Ekliptik 90°–135° 45°–90°	135°–180° 0°–45°	180°–225° 315°–360°	225°–270° 270°–315°	Sommer 0°–180°	Winter 180°–360°	Jahr	Proz.
0	0,0371	0,0392	0,0392	0,0371	0,153	0,153	0,305	100
10	405	403	370	328	162	140	0,301	99,2
20	429	401	338	276	166	123	0,289	94,8
30	441	388	295	217	166	102	0,268	87,9
40	443	363	244	155	161	0799	0,241	79,0
50	436	329	186	093	153	0558	0,209	68,5
60	423	285	124	036	142	0320	0,174	57,0
70	422	238	063	001	132	0128	0,145	47,5
80	441	198	015	—	128	0031	0,131	43,0
90	448	186	—	—	127	—	0,127	41,6

In dieser Tabelle ist als Einheit die Wärmemenge genommen, welche eine gegen die Sonnenstrahlen senkrechte 1 cm^2 grosse schwarze Platte in einem Jahr erhalten würde. In der letzten Kolumne ist zur Übersicht die Strahlung in Prozent derjenigen am Äquator ausgerechnet. Wie man daraus ersieht, ändert sich die Strahlung in der Nähe des Äquators sehr langsam. Am grössten ist die Änderung bei etwa 50° Breite, in der Nähe der Pole wird sie wiederum sehr gering. Am Pole selbst erreicht die Strahlung 42 Proz. des Wertes am Äquator.

Die Temperatur unter verschiedenen Breitegraden. Wenn keine Wärmeübertragung zwischen den verschiedenen Teilen der Erde stattfände, könnten wir aus den oben angeführten Daten die mittlere Temperatur für einen bestimmten Ort in derselben Weise berechnen, wie wir es oben betreffs des Mondes gethan haben. Dabei ist zu bemerken, dass in den oben gegebenen Tabellen keine Rücksicht auf die Atmosphäre genommen ist. Jetzt wollen wir dies insofern thun, als wir

den durch selektive Reflexion am Staub und an Wolken in der Atmosphäre verursachten Wärmeverlust berücksichtigen. Dieser betrage im Mittel für die ganze Erde etwa 25 Proz. (vgl. S. 501) und die Sonnenkonstante sei gleich 2,5 angenommen. Wir rechnen also so, als ob die Sonnenstrahlung 1,875 cal. pro Minute betrüge, d. h. als ob die Staubwirkung über die ganze Erde gleich wäre. Die diesbezüglichen Unterschiede werden wir unten besprechen.

Nach dieser Methode, die zuerst von Christiansen eingeschlagen wurde, erhalten wir folgende Werte der mittleren Jahrestemperatur, welche mit den Werten zusammengestellt sind, die Spitaler und für südliche Breiten über 60⁰ Dove, der zuerst die Mitteltemperaturen für die verschiedenen Breitengrade untersuchte, aus den Beobachtungen ermittelt haben.

Breite	ber.	beob.			
		n. Halbk.	s. Halbk.	Mittel.	Diff.
0	20,8	25,9	25,9	25,9	+ 5,1
10	19,7	26,4	25,0	25,7	+ 6,0
20	16,7	25,6	22,7	24,1	+ 7,8
30	11,5	20,3	18,5	19,4	+ 7,9
40	4,0	14,0	11,8	12,9	+ 8,9
50	— 5,8	5,6	5,9	5,7	+ 11,5
60	— 17,7	— 0,8	— 0,7	— 0,7	+ 17,0
70	— 29,3	— 9,9	— 4,8	— 7,3	+ 22,0
80	— 35,3	— 16,5	— 8,0	— 12,3	+ 23,0
90	— 37,2	— 20,0	— 10,0	— 15,0	+ 22,2

Die mittlere Temperatur beträgt 15,1⁰, während 6,5⁰ berechnet ist, einer Differenz von 8,6⁰ C. entsprechend.

Die Temperatur der Erde ist demnach nicht unbedeutend höher als die obige Rechnung ergiebt. Dies rührt daher, dass die absorbierenden Gase in der Luft die Wärmeverluste der Erde vermindern.

Eigentlich müsste man den berechneten Temperaturwert in der Nähe des Äquators um etwa drei Grad erhöhen und denjenigen in der Nähe der Pole um etwa gleich viel herabsetzen. Die durchstrahlte Schicht erreicht nämlich beim Äquator bei weitem nicht den angenommenen Mittelwert, in der Nähe der Pole überschreitet sie ihn dagegen. Die deswegen einzuführende Korrektion kann etwa auf den obengenannten Betrag geschätzt werden. Dadurch wird der Unterschied zwischen dem

berechneten und dem beobachteten Wert für den Äquator nahezu verschwindend, für die polaren Gegenden dagegen vergrössert.

Die starke Ausgleichung zwischen den Temperaturen an Pol und Äquator, welche in den beobachteten Ziffern, verglichen mit den berechneten, hervortritt, beruht auf dem Wärmetransport durch die Luft- und Meeresströmungen. Diese wirken kräftiger auf der südlichen Halbkugel, als auf der nördlichen, weil jene überwiegend mit Meeren bedeckt ist.

Dieser Umstand macht sich noch mehr geltend in der Amplitude der Temperaturvariation im Jahre. Der Unterschied der Sonnenstrahlung in verschiedenen Jahreszeiten ist wie die Tabelle auf S. 510 zeigt, in den Äquatorialgegenden sehr gering. Er nimmt von dort ab stetig zu und erreicht ein Maximum an den Polen. Eine Temperaturberechnung für jede Jahreszeit nach der oben angewandten Methode würde sehr stark von der Erfahrung abweichende Resultate ergeben, weil die Luft- und Erd- und noch mehr die Wassermassen einen stark ausgleichenden Einfluss in so kurzen Zeitintervallen ausüben. Es folgen hier die mittleren Temperaturen unter verschiedenen Breitegraden im Januar und Juli, deren Differenzen als ein Maass der jährlichen Temperaturschwankung angesehen werden mögen. Die Verteilung der Temperatur auf der Erdoberfläche in diesen beiden Monaten ist durch die Isothermenkarten, Figg. 179 und 180, leicht ersichtlich.

	Nördliche Halbkugel			Südliche Halbkugel		
Breite	Jan.	Juli	Diff.	Jan.	Juli	Diff.
90	— 36,0	2,0	38,0	— 5,2	— 14,0	8,8
80	— 32,0	2,6	34,6	— 3,2	— 12,0	8,8
70	— 25,5	7,3	32,8	— 0,4	— 9,1	8,7
60	— 16,0	14,1	30,1	2,2	— 2,9	5,1
50	— 7,2	18,1	25,3	8,1	3,2	4,9
40	3,9	23,8	19,9	16,1	9,7	6,4
30	13,9	27,4	13,5	22,6	15,3	7,3
20	21,7	28,1	6,4	25,5	20,5	5,0
10	25,7	26,7	1,0	25,9	24,0	1,9
0	26,2	25,5	0,7	26,2	25,5	0,7

Eigentümlichkeiten in der Temperaturverteilung. Bei seinen Berechnungen über die mittleren Temperaturen fand Dove die beim ersten Anblick sehr eigentümlich erscheinende Thatsache, dass die mittlere Temperatur der Erde im Juli (d. h. während des Sommers der

nördlichen Halbkugel) viel höher ist, wie im Januar (Winter der nördlichen Halbkugel).

Es erreichen nämlich nach Spitaler die Mittelwerte der Temperatur für verschiedene Erdteile folgende Grössen:

	Jan.	Juli	Mittel	Schwankung
Nördliche Halbkugel	8,0	22,5	15,2	14,5
Südliche Halbkugel	17,5	12,4	14,9	5,1
Die ganze Erde	12,7	17,4	15,1	4,7

Diese Eingentümlichkeit hängt mit der Verteilung von Land und Wasser auf den beiden Halbkugeln zusammen. Die nördliche Halbkugel hat etwa 40 Proz. Landbedeckung und damit ein mehr kontinentales Klima, wodurch die relativ grosse Jahresschwankung von 14,5° C. entsteht. Die südliche Halbkugel mit nur 13 Proz. Landbedeckung hat ein mehr oceanisches Klima und deshalb eine kleine Jahresschwankung von nur 5,1° C. Die Jahresschwankung der ganzen Erde wird demnach in derselben Richtung gehen wie diejenige der nördlichen Halbkugel und zwar wird sie folgende Grösse erreichen:

$$\frac{14,5 - 5,1}{2} = 4,7^0 \text{ C.}$$

Auch die mittlere Temperatur der nördlichen Halbkugel übersteigt diejenige der südlichen im Absolutbetrag mit etwa 0,3° C. In der Nähe des Äquators ist dieser Überschuss, wie die Tabelle auf S. 513 zeigt, sehr bedeutend, die mittlere Temperatur zwischen Äquator und 45° n. Br. beträgt 22,1° C. und übersteigt den entsprechenden Wert auf der südlichen Halbkugel, 21,0° C., mit nicht weniger als 1,1° C. Obgleich unter höheren Breiten zufolge ihres oceanischen Klimas die südliche Halbkugel nicht unbedeutend (um etwa 0,8°) wärmer als die nördliche ist, so bleibt doch der mittlere Überschuss der nördlichen Halbkugel beträchtlich.

Die Wärmeausstrahlung auf der nördlichen Halbkugel muss demnach grösser sein wie auf der südlichen. Wenn auch die mittlere Temperatur dieselbe auf beiden Halbkugeln wäre, so würde unter sonst gleichen Verhältnissen wegen der grösseren Schwankung auf der nördlichen die Strahlung grösser sein als auf der südlichen. Dazu kommt noch, dass die Strahlung der festen Erdkruste etwas diejenige des Wassers übersteigt, d. h. die Erdkruste ähnelt mehr einem „absolut schwarzen Körper“ als die Wasserfläche, und weiter, dass die mittlere Temperatur

der Nordhälfte höher als diejenige der Südhälfte ist. Der Strahlungsunterschied kann auf etwa 5 Proz. geschätzt werden.

Um ebensoviel muss die Wärmezufuhr zur nördlichen Halbkugel grösser sein. Teils ist die Bewölkung niedriger auf der nördlichen Halbkugel als auf der südlichen, der Unterschied erreicht nicht weniger als etwa 6 Proz. Dadurch wird, unter der Annahme, dass die Wolken 40 Proz. der auffallenden Wärmestrahlen wieder in den Himmelsraum hinausreflektieren, die Hälfte des genannten Effektes erklärlich. Der übrige Teil der grösseren Wärmezufuhr auf der nördlichen Halbkugel beruht wohl hauptsächlich darauf, dass eine grosse Menge warmen Wassers über den Äquator von der südlichen zur nördlichen Halbkugel hinüberwandert. Ausserdem liegt die südliche Halbkugel für die von der Antarktis kommenden kalten Meeresströmungen mit ihren gewaltigen Eismassen offen, während die nördliche Halbkugel zum grössten Teil durch Landmassen von ihrem Eismeere abgeschlossen ist (vgl. S. 391).

Infolgedessen ist der wärmste Breitegrad nicht der Äquator selbst, sondern er liegt, wie die Tabelle auf S. 513 zeigt, etwa 10° nördlich davon (Mitteltemperatur 26,4 gegen 25,9 am Äquator). Zwar verschiebt sich dieser wärmste Breitegrad, der „thermische Äquator", mit den Jahreszeiten, sodass er im Januar den Äquator nahezu erreicht (nach Batchelder), dafür liegt er aber im Juli etwa beim 22. Breitegrad.

Da die Wärmeverhältnisse für die meteorologischen Erscheinungen ausschlaggebend sind, so kann man behaupten, dass der meteorologische Äquator der Erde auf der nördlichen Halbkugel (etwa beim 10. Breitegrad) liegt.

Das Gegenteil gilt für die Sonne (vgl. S. 129).

Veränderung des solaren Klimas durch die Wärmeabsorption. Oben ist angegeben, wie grosse Wärmemengen der Erde zugeführt würden, wenn die Atmosphäre vollkommen durchsichtig wäre.

Da dies nicht der Fall ist, hat Angot mittlere Transmissionskoeffizienten von 1,0, 0,9, 0,8, 0,7 und 0,6 angenommen und berechnet, wie grosse Wärmemengen unter diesen Annahmen der Erdoberfläche unter verschiedenen Breitegraden in verschiedenen Jahreszeiten zugeführt würden. Er drückt diese Wärmemenge in Äquatorialtagen aus. Wenn also die Sonne das ganze Jahr über dem Äquator stände und der Transmissionskoeffizient 1 wäre, so würde der Äquator im Jahr 365,2 Äquatorialtage erhalten. Wegen der Neigung der Ekliptik gegen die Äquatorialebene wird diese Zahl etwas vermindert und sinkt auf 350,3.

Da nun der Transmissionskoeffizient 0,6 den thatsächlichen Verhältnissen ziemlich nahe kommt, möge Angots Tabelle für diesen Transmissionskoeffizienten wiedergegeben werden.

Breite	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
90° n.	0,0	0,0	0,0	1,4	6,7	9,9	7,9	2,4	0,1	0,0	0,0	0,0
80	0,0	0,0	0,2	2,7	7,5	10,3	8,5	3,8	0,5	0,0	0,0	0,0
60	0,1	1,0	3,9	8,2	12,0	13,8	12,6	9,2	4,9	1,5	0,2	0,0
40	3,3	5,7	9,4	12,9	15,3	16,2	15,6	13,5	10,2	6,6	3,8	2,7
20	9,0	11,2	13,6	15,2	15,8	15,9	15,8	15,3	14,0	11,7	9,4	8,2
Äqu.	14,0	14,9	15,3	14,6	13,5	12,8	13,1	14,2	15,0	15,0	14,2	13,6
20° s.	16,8	15,9	13,9	11,2	8,8	7,7	8,3	10,5	13,1	15,3	16,6	17,0
40	16,6	13,9	9,9	6,0	3,4	2,4	3,0	5,2	8,8	12,8	15,9	17,3
60	13,4	9,2	4,4	1,3	0,1	0,0	0,1	0,8	3,4	7,8	12,3	14,6
80	8,8	3,5	0,4	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,1	2,3	7,4	11,0
90	8,3	2,1	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	1,0	6,5	10,5

Die Wärmemengen für das ganze Jahr sind nach Angot für die Transmissionskoeffizienten (q) 1 und 0,6 folgende:

	Äqu.	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
$q = 1$	350,3	345,5	331,2	307,9	276,8	239,8	199,2	166,2	150,2	145,4
$q = 0,6$	170,2	166,5	155,1	137,6	115,2	90,6	67,4	47,7	33,5	28,4
	269,9	265,6	252,6	231,9	204,7	173,2	140,4	113,3	98,1	93,2

Ein grosser Teil der nicht zur Erdoberfläche gelangenden Wärme wird in der Luft aufgespeichert. Ich habe versucht, diese Menge folgendermaassen zu schätzen. Die Wärmemenge, welche zur Erde gelangt, beträgt (für $q = 0,6$) nur 44 Proz. von der Einstrahlung an der Grenze der Atmosphäre. Oben haben wir den Verlust an Wärme, welche die Erde zufolge der Rückstrahlung von Wolken und Staubpartikelchen in der Atmosphäre erleidet, auf 25 Proz. der Sonnenstrahlung geschätzt. Da weiter nur 44 Proz. derselben zur Erde gelangen, so müssen von den 56 Proz., welche in der Atmosphäre durch Absorption oder Reflexion zurückgehalten werden, 31 Proz. in der Atmosphäre bleiben, während 25 Proz. zufolge von Reflexion zum Himmelsgewölbe verloren gehen. Ich habe in der letzten Horizontalreihe der obenstehenden Tabelle die totale der Luft und dem Erdboden zugeführte Wärmemenge unter der Annahme berechnet, dass dieses Verhältnis zwischen in der Atmosphäre reflektierten und zurückgehaltenen Strahlen überall dasselbe bleibt, und nur den reflektierten Teil als für die Erde verloren betrachtet.

Diese Ziffern sind sehr instruktiv. Während bei Abwesenheit der Atmosphäre die Erdpole in ihrem kurzen Sommer ein Temperaturmaximum aufweisen würden, da sie am meisten Wärme zugestrahlt bekommen, liegt das Strahlungsmaximum zufolge der Einwirkung der Atmosphäre nie nördlicher als etwa beim 30. Breitegrad. Auch wenn man die von der Atmosphäre zurückgehaltene Wärme zu der auf die Erdoberfläche fallenden hinzuzählt, verschwindet das Wärmemaximum des Sommers an den Polen.

Weiter zeigt die Tabelle von Angot, dass auch bei wolkenfreiem Himmel nur 44 Proz. der einstrahlenden Sonnenwärme zur Erdoberfläche gelangt. Dieser Prozentsatz erreicht sein Maximum 48,6 am Äquator, sinkt dann allmählich auf 44,7 bei 30° Br., dann geschwinder auf 37,8 bei 50°, 28,6 bei 70° und 19,5 bei 90° Br. Oben haben wir nach den Beobachtungen von Saveljeff in Kiew für den 50. Breitegrad 43,9 Proz. berechnet. Dieser Umstand scheint anzudeuten, dass der Transmissionskoeffizient thatsächlich etwas grösser ist als 0,6 — etwa 0,65.

Über dem Meere ist er wahrscheinlich noch grösser. Dafür reflektiert aber die Meeresfläche etwa 8 Proc. der einfallenden Wärme (nach Zenker).

Die obenstehende Tabelle zeigt auch, wie ausserordentlich grosse Mengen von Wärme in der Atmosphäre aufgespeichert oder diffus zur Erdoberfläche reflektiert werden. Beim 60. Breitegrad übersteigt diese Wärmemenge die direkt zur Erdoberfläche hingestrahlte, am Pole ist sie sogar 2,3 mal grösser. Der grösste Teil davon wird wohl in den niederen Luftschichten, welche viel Wasserdampf und Staub halten, aufgespeichert.

Aktinograph für Ballonfahrten. Arago hat ein Aktinometer konstruiert, das aus einem „blanken“ und einem „schwarzen“ Thermometer besteht, deren Kugeln zum Schutze gegen Wärmeableitung von evakuierten Glaskugeln umgeben sind. Die Strahlungsintensität der Sonne wird nach dem Unterschied des Standes der beiden Thermometer geschätzt. Die Theorie dieses Instrumentes ist noch wenig entwickelt, weshalb es wenig gebraucht wird.

Für Ballonfahrten, bei welchen andere Aktinometer versagen, hat Violle ein Arago sches Aktinometer, dessen Thermometer registrierend sind (vgl. S. 546) in Anwendung gebracht.

III. Die Wärmeverluste der Erde.

Die nächtliche Strahlung. Wenn man während einer klaren Nacht stark wärmestrahlende aber schlecht wärmeleitende Körper, wie Baumwolle, Heu, Filz u. s. w. unter freien Himmel hinauslegt, so findet man häufig ihre Temperatur bedeutend niedriger (bis 10° C.) als diejenige der Erde und der Luft. Der Versuch gelingt um so besser, je ruhiger die Luft und je klarer der Himmel ist, weil dann die Wärmezufuhr aus der Luft gering und die Strahlung gross ist.

Auf dieselbe Weise fand Melloni, dass ein „schwarzes“ Thermometer in klaren Nächten viel (bis 3,6° C.) tiefer steht als ein „blankes“. Das mit Russ überzogene „schwarze“ Thermometer strahlt nämlich teilweise zum kalten Himmel, während das silberbekleidete „blanke“ Thermometer durch Leitung nahezu die Temperatur der Umgebung annimmt. In grösserer Höhe über dem Meere wird im allgemeinen die genannte Temperaturdifferenz grösser (Langley).

Enthält die Luft in der Nähe eines solchen Körpers Wasserdampf, so fällt Wasser aus; es ist dies die Erscheinung des Thaues, den Wells auf diese Weise erklärte. Er stellte auch (1800) sehr interessante Versuche über die Temperatur, die niedergeschlagene Thaumenge und die begleitenden meteorologischen Umstände an. Die Temperatur des kalten Körpers (z. B. des Grases) muss dabei unter dem sog. Thaupunkt liegen.

Diese Abkühlung durch Strahlung war schon den Naturvölkern bekannt. In Indien macht man in klaren Nächten Eis auf die Weise, dass man eine flache Wasserschicht, auf einem auf trocknem Stroh stehenden Teller, der nächtlichen Strahlung aussetzt. Im Inneren Afrikas hat man bisweilen wegen der intensiven Strahlung in der trockenen Luft Nachtfröste.

Christiansen hat die Bedingungen der Eisbildung untersucht.

Er legte Teller von stark versilbertem oder berusstem Messing auf eine Wasseroberfläche, die er der nächtlichen Strahlung aussetzte. Die Lufttemperatur bei seinen Versuchen war immer unter Null. Nach dem Ablauf der Nacht maass er die Dicke der unter den Tellern gebildeten Eisschichten und fand immer einen bedeutenden Unterschied zum Gunsten des berussten Tellers. Daraus schloss er, dass die Strahlung ein sehr wichtiges Moment für die Abkühlung ausmacht. Dieser Umstand machte sich um so mehr geltend, je heiterer die Nacht war. Ausserdem trat ein anderer Einfluss hervor, nämlich die Abkühlung durch Konvektion oder Leitung. Diese trat um so kräftiger auf, je stärker der Wind war. Es beruht dies darauf, dass die Temperatur der Luft unter Null lag. Wenn das Gegenteil eingetroffen wäre, wie in den eigentlich gefährlichen Frostnächten, so würde starker Wind die Eisbildung vermindert oder verhindert haben. Die für den Landmann schädlichen Frostnächte treten daher nur bei Windstille und klarer Luft auf.

Wenn eine Eisschicht sich bildet, so nimmt ihre Dicke zu nach denselben Gesetzen, welche für Diffusion und Wärmeleitung gelten (nach Stefan). Damit also eine 1 m dicke Eiskruste sich bildet, ist 100 mal so lange Zeit nötig, wie zur Bildung einer 1 dm dicken Schicht. Vorausgesetzt wird dabei, dass die Gefriertemperatur (an der Unterseite des Eises) konstant bleibt und ebenso die Lufttemperatur über dem Eis. Das erste wird sehr nahe zutreffen, das zweite ist eine grobe Annäherung.

Dagegen geht der Schmelzprozess von der Oberfläche aus mit nahezu konstanter Geschwindigkeit nieder, weil das Schmelzwasser abfliesst. Der Schmelzprozess ist folglich im Vergleich zum Gefrierprozess begünstigt.

Jedenfalls versteht man auf diese Weise, dass auch die Eiskrusten im Polarmeer nie eine besonders grosse Dicke (etwa 6 m, vgl. S. 389) erhalten.

Pouillet konstruierte ein eigenes Instrument, Aktinometer (Fig. 172) genannt, um die Wärmeverluste durch Strahlung zum Himmelsgewölbe zu messen. Dasselbe bestand der Hauptsache nach aus einem „schwarzen" Strahlungsthermometer, welches auf ein sehr gut wärmeisolierendes Material, Schwanendaunen, in einer flachen Dose aufgelegt war. Die Öffnung des Aktinometers, in deren Mittelpunkt die Thermometerkugel sich befand, konnte nach verschiedenen Himmelsrichtungen gerichtet werden. Er fand die Temperatur des Aktinometer-Thermometers in der Nacht 6—9 Grad niedriger als die Lufttemperatur.

Glaisher fand folgende Unterschiede (Grade C.) zwischen der Lufttemperatur und den Angaben eines auf verschiedenen Unterlagen an der Erde liegenden Thermometers:

Kies	Stein	Flusssand	Gartenerde	Kurzes Gras	Langes Gras	Flachs auf Gras
1,3	1,8	2,1	2,2	4,1	4,7	5,7

Die Bewölkung übt einen grossen Einfluss aus, indem sie die Strahlung zum Himmelsgewölbe vermindert. Diese Verminderung ist um so effektiver, je tiefer die Wolkendecke liegt, d. h. mit anderen Worten, je höher ihre Temperatur ist.

Über den Einfluss der Bewölkung gab Glaisher folgende kleine Tabelle:

Grad der Bewölkung	4 (ganz trüb)	3	2	1	0 (heiter)	
Gartenerde	0.4	1,1	1,2	1,6	1,8	^{0}C.
Kurzes Gras . . .	0.9	1.7	1.9	2.2	2.5	„
Langes Gras . . .	1.1	2.1	2.3	2.6	2.9	„

Bei bewölktem Himmel schmilzt der Schnee, wenn die Temperatur wenig über Null steigt, bei heiterem Himmel kann er dagegen im Schatten bei einer Lufttemperatur von + 10 bis 11^0 C. unangegriffen bleiben. Dabei ist es von grosser Bedeutung, dass die Luft ganz stille ist, sodass keine merkliche Wärmemenge zum Schnee durch Leitung geführt wird.

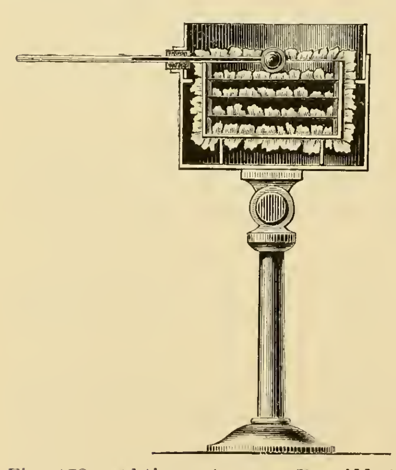


Fig. 172. Aktinometer von Pouillet.

Auch unabhängig von der Strahlung erhält sich Schnee und Eis ungeschmolzen bei einer Temperatur über Null, wenn die Luft so trocken ist, dass die Verdunstung den Schnee und das Eis unter Null abkühlt, und zwar um so mehr, je stärker der Wind ist. Dieser Vorgang ist im nordischen Winter häufig und wird dadurch angezeigt, dass bei den Psychrometern das trockene Thermometer über Null, das beeiste aber unter Null steht. Wenn dagegen die Strahlung die Abkühlung bewirkt, so ist häufig die Psychrometerdifferenz nahezu Null oder selbst negativ, somit die Luft sehr feucht.

Neuere Versuche, die nächtliche Strahlung experimentell zu bestimmen, sind von Maurer, Pernter und Homén ausgeführt worden. Die beiden erstgenannten benutzten Instrumente, welche mit dem Violleschen Aktinometer grosse Ähnlichkeit zeigten, die Strahlungsöffnung war aber recht gross.

Maurer fand zu Zürich (in 440 m Höhe ü. d. M.) in klaren Juninächten (Temperatur 15° C.) eine Ausstrahlung einer berussten Kupferplatte von 0,13 cal. pr. cm^2 und Minute. Pernter führte Beobachtungen aus auf dem hohen Sonnblick (3095 m) und in Rauris (900 m) bei Lufttemperaturen von — 12 bezw. — 6° C. (Februar). Er fand 0,201 bezw. 0,151 cal. pr. cm^2 und Minute. Seine Werte sind hoch gegen Maurers Werte, was wahrscheinlich auf grösserer Reinheit der Luft in Bezug auf Staub und Wasserdampf beruht. Diese Substanzen, welche hauptsächlich in der niederen Atmosphäre vorkommen und demzufolge eine von derjenigen der Erdoberfläche nicht allzu verschiedene Temperatur besitzen, verhindern die Ausstrahlung in den freien Raum, von wo keine Rückstrahlung stattfindet.

Nach dem Stefanschen Gesetz kann man berechnen, wie viel Wärme die berusste Platte pro Minute verlieren würde, wenn sie gegen den Weltraum (von — 273° C. Temperatur) gestrahlt hätte. Der Unterschied zwischen diesem berechneten und dem beobachteten Wert kann als die Rückstrahlung der Atmosphäre (Staub, Wasserdampf und in geringem Grad Kohlensäure) betrachtet werden. Diese Rückstrahlung betrug in den drei Fällen pro Minute und cm^2: in Zürich 0,37, in Rauris 0,21 und auf dem Sonnblick 0,12 cal.

Es ist auffallend, wie stark die Rückstrahlung mit steigender Seehöhe abnimmt. Der Staub und der Wasserdampf sind auch vornehmlich in den niederen Luftschichten konzentriert.

Da der Weltraum fast nichts zurückstrahlt, kann derselbe ohne merklichen Fehler als ein schwarzer Körper beim absoluten Nullpunkt betrachtet werden, welcher Strahlen weder aussendet noch reflektiert. Man hat in früheren Zeiten viel über die Temperatur des Weltraumes spekuliert. Gewöhnlich nahm man an, dass diese Temperatur der niedrigsten auf der Erde beobachteten nahe käme. Fourier schätzte diese Temperatur auf — 50°—60° C. (In Werchojansk, Ost-Sibirien, hat man Temperaturen bis zu etwa — 70° C. beobachtet.) Pouillet schloss aus seinen Ausstrahlungsversuchen auf eine Temperatur von — 142° C. Diese Spekulationen haben nur noch hauptsächlich historisches Interesse. Wahrscheinlich geht die Wärmestrahlung der Erde

(und Sonne) zu fein verteiltem Staub und Nebelmaterie im Weltraum, deren Temperatur nur wenig den absoluten Nullpunkt übersteigt (vgl. S. 226).

Der grosse Wärmeverlust des Bodens beruht darauf, dass er zu Körpern strahlt, die wegen grosser Kälte wenig Wärme zurückstrahlen. Wells spannte ein baumwollenes Tuch von 0,6 m Seitenlänge 0,16 m über Rasen in einer klaren Nacht aus. Die Temperatur des Grases war an der geschützten Stelle häufig 6° C. höher als an nicht geschützten.

Genau so wirken die Wolken, welche eine allzu schnelle Abkühlung durch Strahlung verhindern. Jedenfalls kann bei reinem Himmel Frost eintreten, obgleich die Lufttemperatur in ein paar Meter Höhe mehr als + 5° C. erreicht. Es sind diese Nachtfröste, welche so verheerend einwirken, weil sie häufig in einer Periode weit vorgeschrittener Vegetation auftreten, besonders in Finnland Gegenstand von wissenschaftlichen Untersuchungen geworden.

Am ausführlichsten sind die Messungen von Homén, über deren Resultat wir im folgenden kurz berichten wollen. Die Strahlung gegen das Himmelsgewölbe war (am 15. Aug. 1896 bei der Temperatur + 6° C.) so gross wie gegen einen schwarzen Körper von — 38,5° C. Sie betrug 0,22 cal. pro cm^2. Min. Gleichzeitig sank die Oberflächentemperatur einer nahe gelegenen Moorwiese auf — 4° C.; es war also eine sehr scharfe Frostnacht.

Die stärkste Strahlung war nach dem Zenith gerichtet, wenn dieselbe gleich 1 gesetzt wurde, so war sie 33° vom Zenith 0,93, 56° davon 0,88, 79° davon 0,61. Dies beruht offenbar auf der grösseren Menge von zurückstrahlendem Wasserdampf und Staub in den letzten Fällen.

Vom klaren Himmel strahlt, trotz des zerstreuten Tageslichtes, niemals Wärme zur Erde, auch nicht zur Mittagszeit. Im Gegenteil verliert die Erde Wärme gegen den Himmel (die Sonne ausgenommen) und zwar nahezu gleich viel wie in der Nacht, nämlich bis 0,2 und 0,3 cal. pr. cm^2. Min.

Kleine Cirruswolken vermögen dieses Verhältnis nicht zu ändern.

Ist der Himmel dicht bewölkt, so strahlt er während des Tages Wärme zur Erde aus. In der Nacht geht die Strahlung in der umgekehrten Richtung. Die von Homén benutzte Pyrheliometerplatte strahlte sogar dann Wärme zum Himmel aus, wenn die Nacht anfänglich klar gewesen ist, so dass die Temperatur des Rasens stark gesunken war, und plötzlich Wolken den Himmel bedeckten, wobei das im Gras liegende Thermometer während einer Stunde um 3 bis 5° C.

steigen konnte. Homén glaubt diese Temperatursteigerung auf Rechnung der Wärme setzen zu können, die aus der Erde zuströmt. Wahrscheinlicherweise gewann das betreffende Thermometer Wärme auch durch Strahlung von dem in den niederen Luftschichten befindlichen Wasserdampf. Die Temperatur steigt nämlich in solchen Fällen beträchtlich mit der Höhe.

Die Wärmebilanz des Erdbodens. Die Erde gewinnt also Wärme am Tage und verliert solche in der Nacht. Je nachdem die eine oder die andere Wirkung überwiegt, steigt oder sinkt die Temperatur des Bodens. Von der Zuleitung von Wärme aus dem Boden sehen wir vorläufig ab. Um einen Begriff von der Grössenordnung dieser Wärmebilanz zu geben, führen wir einige Ziffern von Homén an. Dieselben gelten für Süd-Finnland (60^0 17′ n. Br. 23^0 40′ ö. L. v. Gr.) und eine Höhe von 50—80 m über dem Meer, und sind in cal. pro Tag und cm² horizontaler Fläche ausgedrückt.

Am 14. Aug. 1896 von 5^h 50^m V. M. bis 6^h 20^m N. M. war der Wärmegewinn durch Sonnenstrahlung 504,2, die gleichzeitige Ausstrahlung erreichte nur 132,8 cal., in der folgenden Nacht war der Wärmeverlust 115,4 cal. Mehr als die Hälfte der Sonnenstrahlung, nämlich 256 cal. wurden folglich im Erdboden aufgespeichert und zu dessen Erwärmung verbraucht.

Die Wärmeeinstrahlung am Tag sank am 1.—2. September auf 405 cal., die gleichzeitige Ausstrahlung auf 110 cal. und die nächtliche Ausstrahlung auf etwa 60 cal., sodass der Wärmegewinn auf 235 cal. zurückgegangen war. Noch stärker war diese Abnahme am 1.—2. Oktober. Die entsprechenden Ziffern waren 190, 48 und 91, sodass nur 51 cal. zur Erwärmung der Erde übrig blieben.

Um diese Jahreszeit schlägt die Bilanz um, sodass täglich mehr Wärme ausgestrahlt als von der Sonne abgegeben wird. Diese Unterbilanz nimmt immer mehr zu bis etwa zur Sonnenwende. Täglich sinkt der Wärmeinhalt des Bodens, bis im Frühling die Bilanz wieder umschlägt, und der Boden anfängt, Wärme aufzuhäufen.

Die Wärmeverluste des Bodens im Winter müssen gleich der Wärmezufuhr im Sommer sein, damit die mittlere Temperatur konstant bleibt. Dabei kann man von der geringfügigen Wärmezufuhr durch Leitung von Wärme aus dem Erdinneren gänzlich absehen (vgl. S. 165 u. 284).

Eine Berechnung des jährlichen Wärmehaushalts des Bodens hat Schubert für Eberswalde (42 m Höhe) und Melkerei (im Elsass 909 m Höhe) gegeben. Er fand für die Wärmemenge (in cal.), die im

Monat vom cm² der Erdoberfläche aufgenommen wird, folgende Werte (ein — Zeichen bedeutet Wärmeverlust des Bodens).

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
					Eberswalde.							
Feld	—300	—166	— 9	353	**498**	469	345	147	—133	—386	—*425*	—393
Wald	—232	—140	—41	169	294	**356**	277	165	— 16	—232	—298	—*302*
					Melkerei.							
Feld	—144	—108	0	148	**292**	232	184	84	— 76	—208	—*216*	—188
Wald	—112	— 72	— 4	104	**172**	164	148	76	— 28	—148	—*160*	—140

Die Waldbedeckung übt einen abstumpfenden und verspätenden Einfluss auf den Wärmeaustausch der Erdoberfläche aus. Die totale Wärmeschwankung sinkt im Wald auf 70 Proz. des Wertes für offenes Feld — 1261 cal. anstatt 1812 in Eberswalde und 664 cal. anstatt 940 in Melkerei. Die Waldbedeckung wirkt demnach ungefähr wie eine Erdbedeckung (von etwa 0,8 m Dicke).

Die Wirkung des Waldes macht sich hauptsächlich im Sommer geltend. Nach Homén ist in 0,5 m Tiefe die Temperatur im Fichtenhochwald während des Sommers (Mai—Sept.) um 4,5° tiefer als in der gleichen Tiefe unter einer Wiese. Im Winter (Dez.—Jan.) hat der Boden unter dem Fichtenhochwald einen Überschuss von 0,1° aufzuweisen. Das Jahresmittel ist für den Fichtenwaldboden ungefähr gleich demjenigen der Luft und um 1,8° niedriger als für den Boden unter offener Wiese. Birkenwald liegt in der Mitte zwischen offenem Feld und Fichtenwald.

Die Ziffern für Pawlowsk führen zu Werten der Jahresschwankung von etwa 3200 cal. (wobei die Wärmekapacität gleich 0,55 pro cm³ angenommen ist).

Auf den regelmässigen Gang der Temperatur des Erdbodens üben verschiedene meteorologische Umstände, wie Bewölkung und Regen, einen störenden Einfluss aus. Der Niederschlag (im Sommer) erhöht in hohem Grad die Temperatur der tieferen Erdschichten (0,5—3° C. nach Homén.)

Grosse Wärmemengen werden auch verbraucht zur Verdunstung von Wasser, zum Aufthauen des gefrorenen Wassers — umgekehrt werden sie bei Thaubildung und Gefrieren des Wassers abgegeben — und zur Erwärmung der Luft. Wie Hann an einem Beispiel berechnet hat (Tiflis, Zunahme der Bodentemperatur im Januar 0,06° C. pr. cm, Wärmeleitfähigkeit 0,16 cal. pr. cm. Minute), kann der Boden an die Luft an einem

Tag 13,8 cal. pr. cm². abgeben, welche ausreichen würden, eine Luftsäule von 450 m Höhe um einen Grad zu erwärmen. Wenn deshalb die Kälte vor dem Schneefall im Herbst nicht tief genug gedrungen ist, kann durch Wärmezuleitung aus dem Boden die Schneedecke, zum Schaden der Vegetation, von unten abthauen.

Homén giebt eine Zusammenstellung, wie die Wärme sich verteilt. Er untersuchte dabei drei verschiedene Bodenarten, nämlich Granitfelsen, Sandhaide und Moorwiese. Er erhielt folgende Daten:

				Granitfelsen		Sandhaide			Moorwiese		
	W	W_1	$W-W_1$	B	L	B	V	L	B	V	L
Aug. 14.	482	120	362	202	160	89	78	195	44	232	86
Sept. 2.	407	106	301	147	154	69	113	119	34	174	93
Okt. 2.	184	44	140	83	57	54	28	58	13	36	91

Unter W steht die Einstrahlung von der Sonne, unter W_1 die Ausstrahlung zum Himmel. Die Wärmemengen unter B, V und L geben an, wie viele cal. pr. cm² im Laufe des Tages zur Erwärmung des Bodens, zur Verdunstung von Wasser und zur Erwärmung der Luft abgegeben worden sind. Ihre Summe muss für jede Bodenart gleich $W - W_1$ sein. Für Granitfelsen, welcher kein Wasser enthält, ist $V = 0$.

Für die Nacht erhalten wir:

				Granitfelsen		Sandhaide			Moorwiese		
	W	W_1	$W-W_1$	B	L	B	V	L	B	V	L
Aug. 14.—15.	37	143	— 106	— 164	58	— 84	28	— 50	— 50	37	— 93
Sept. 1.—2.	18	64	— 46	— 144	98	— 78	12	— 20	— 41	14	— 19
Okt. 1.—2.	17	102	— 85	— 86	1	— 34	0	— 51	— 19	0	— 66

Die Sonnenstrahlung und damit W ist auch hier nicht Null, weil Homén die Grenze zwischen Tag und Nacht in dem Augenblick zog, in dem Ein- und Ausstrahlung genau gleich waren. Die — Zeichen für B- oder L-Werte geben an, dass die Erdoberfläche Wärme von den tieferen Schichten des Erdbodens bezw. der Luft erhielt anstatt abgab.

Die angeführten Tage waren ganz heiter, die Nächte ebenso, ausser derjenigen von 1.—2. Sept., die etwas nebelig war. Die Daten gelten für diese einfachen Verhältnisse. Ist der Himmel bewölkt, was bei uns wenigstens ebenso häufig vorkommt, so hat man am Tage eine Einstrahlung von Wärme aus den Wolken, die (bei 60⁰ n. Br. 14. Aug.—2. Okt.) gleich 80 bis 120 cal. pr. cm² horizontale Oberfläche gesetzt werden kann.

IV. Die Temperatur der Erdoberfläche.

Eindringen der Wärmewellen in den Boden. Wie oben gesagt, wird am Tage und im Sommer ein grosser Teil der Wärme dazu aufgewendet, den Boden zu erwärmen. Umgekehrt giebt der Boden in der Nacht und im Winter einen Teil seiner aufgespeicherten Wärme ab. Je tiefer man aber in die Erde eindringt, desto unbedeutender wird der Wärmeaustausch mit der Oberfläche. In genügend grosser Tiefe ist er unmerklich. Die Tiefe, bis zu welcher die Schwankungen einzudringen vermögen, ist um so grösser, je grösser die Wärmeleitfähigkeit und je geringer die Wärmekapazität pro cm^3 des Bodens ist. Der Quotient dieser beiden Grössen wird, wie oben gesagt, Temperaturleitfähigkeit genannt, und die betreffende Tiefe sollte der Quadratwurzel aus diesem Quotienten und aus der Periodenlänge der Temperaturschwankung proportional sein. Dies setzt aber voraus, dass die Oberfläche den gleichen Temperaturschwankungen ausgesetzt ist, was nicht immer zutrifft. Wenn die Erdoberfläche nass, grasbekleidet oder mit Wald bewachsen ist, so ist ihre Erwärmung in hohem Grade erschwert.

Nach Homéns Messungen in Finnland ist im Sommer (Mai bis September) die Temperatur der Erdoberfläche (50 cm tief) im dichten Fichtenwald 4,5° C., im Birkenwald 3,1° C. niedriger als im freien Feld. Im Winter ist der Unterschied sehr gering (vgl. S. 524).

Homén hat die tägliche, Wild die jährliche Temperaturschwankung des Bodens genauen Untersuchungen unterworfen. Schon früh wusste man, dass die Temperatur in tief liegenden Kellerräumen sich nicht merklich ändert. Sehr bekannt ist in dieser Beziehung der 27,6 m tiefe Keller der Pariser Sternwarte, wo die Temperatur nicht um 0,01° C. schwankt.

Zur Beobachtung der Bodentemperatur setzt man Thermometer in bestimmten Tiefen ein. Sie müssen entweder so lange Skalen be-

sitzen, dass sie von der Erdoberfläche aus beobachtet werden können, oder von einer Packung von grosser Wärmekapazität und schlechtem Leitvermögen umgeben sein, in der man sie zur Erdoberfläche hinaufholt und wieder in die Erde hineinsenkt. Bei der ersten Konstruktion, welche für die Beobachtungen der täglichen Schwankungen, wo also Ablesungen ziemlich häufig anzustellen sind, zu empfehlen ist, muss man natürlicherweise wegen des Druckes und der Temperatur des herausragenden Fadens korrigieren.

Die jährliche Schwankung. Als Beispiele mögen folgende Beobachtungen über die jährliche (periodische) Temperaturschwankung in verschiedenen Tiefen aus Brüssel und St. Petersburg angeführt werden:

Brüssel 1834—37			St. Petersburg, Pawlowsk 1887—90		
Tiefe	Schwankung	Abnahme der Amplitude pro m		Schwankung	Abnahme
			Luft	25,5° C.	
0,19 m	13,28° C.	—	Tiefe 0 m	29,3	—
0,45	12,44	1,29	0,1	27,5	1,89
0,75	11,35	1,36	0,2	26,4	1,50
1,00	10,58	1,33	0,4	23,7	1,72
1,95	7,59	1,42	0,8	17,9	2,02
3,90	4,49	1,31	1,6	11,3	1,78
7,80	1,13	1,42	3,2	6,3	1,44
		Mittel 1,36			Mittel 1,61

Die Temperaturschwankung nimmt allmählich nach unten ab, und zwar annähernd nach einer geometrischen Reihe. Sie folgt also folgender Formel, worin A_0 die Schwankung an der Oberfläche A_p, diejenige in p m Tiefe bedeutet:

$$\log A_p = \log A_0 - bp.$$

b ist für Brüssel 0,134, für St. Petersburg 0,207. Wie genau dies zutrifft, kann man aus der letzten Kolumne ersehen, worin die Abnahme der Amplitude der Schwankung pro Meter Tiefe angegeben ist. Im Mittel nimmt die Amplitude im Verhältnis 1 : 1,36 bezw. 1 : 1,61 für jeden Meter ab. Damit die Amplitude im Verhältnis 1 : 2 bezw. 1 : 10 abnimmt, muss man in Brüssel 2,25 bezw. 7,46, in St. Petersburg 1,45, bezw. 4,83 m tiefer in der Erde messen. Daraus ersieht man, dass die Amplitude auf 0,1° bezw. 0,01° C. in einer Tiefe von 15,8 bezw. 23,3 m

zu Brüssel und in 11,9 bezw. 16,7 m Tiefe zu St. Petersburg sinken würde.

Ungefähr bis zu dieser Tiefe ist die jährliche Temperaturschwankung noch bemerkbar.

Um den Einfluss der verschiedenen Bodenarten zu veranschaulichen, führen wir folgende Daten von Forbes (für Calton Hill bei Edinburgh) an.

	Trapp		Sand		Sandstein	
Tiefe	Schw.	Abn.	Schw.	Abn.	Schw.	Abn.
1 m	10,53	—	11,23		9,58	—
1,9	6,61	1,68	8,30	1,40	7,72	1,27
3,9	3,5	1,37	4,19	1,41	5,22	1,22
7,8	0,8	1,46	1,16	1,39	2,28	1,24

In den oberen Schichten des Trappsteins scheinen Ungleichmässigkeiten vorzukommen.

Die Wärmewelle des Sommers dringt allmählich in die Erde hinein, wie aus folgender Tabelle hervorgeht, in der der Tag angegeben ist, an dem das Temperaturmaximum in verschiedenen Bodenarten und Tiefen eintrat:

Tiefe	Trapp		Sand		Sandstein	
m		Juli		Juli		Juli
1	6. Aug. =	37 —	31. Juli =	31 —	5. Aug. =	36 —
1,9	2. Sept. =	64 (30)	24. Aug. =	55 (27)	19. Aug. =	50 (16)
3,9	17. Okt. =	109 (23)	7. Okt. =	99 (22)	11. Sept. =	73 (12)
7,8	8. Jan. =	192 (21)	30. Dez. =	183 (21)	11. Nov. =	134 (15)

Die Ziffern in Klammern geben an, wie viele Tage das Maximum für jeden Meter verspätet ist. In Trapp würde in einer Tiefe von 9 bezw. 18 m das Maximum 6 Monate bezw. 1 Jahr gegen das Maximum an der Oberfläche verspätet sein. Dieselben Ziffern wären auch für Sand giltig, dagegen würde man für Sandstein 12 bezw. 24 m erhalten. Das Maximum der Temperatur tritt demnach in der erstgenannten Tiefe zu ungefähr derselben Zeit ein, wo an der Erdoberfläche ein Temperaturminimum herrscht. Diese Tiefe ist der Quadratwurzel aus der Temperaturleitungsfähigkeit proportional.

Die tägliche Schwankung. Ganz ähnliche Verhältnisse gelten für die tägliche Schwankung, welche Homén untersucht hat. Die Schwankung der Lufttemperatur war dabei 13,06° C. (über dem Granit-

felsen). Die Abnahme der Amplitude der Schwankung ist pro dm gerechnet. Die Ergebnisse sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

	Granitfelsen		Sandhaide		Moorwiese	
Tiefe	Schw.	Abn. (10 cm)	Schw.	Abn.	Schw.	Abn.
0 cm	20,24	—	34,58	—	21,36	—
5	13,83	1,74	11,83	4,45	2,80	14,73
10	11,65	—	7,77	—	1,45	—
20	7,86	1,48	3,90	1,99	0,40	3,63
30	5,20	1,51	1,82	2,14	0,12	3,33
40	3,38	1,54	0,69	2,64	0,05	
50	2,13	1,59	0,28	2,46	0,03	
60	1,36	1,57	0,12	2,33	0,04	
70	0,90	1,51				

Für die Fortpflanzungszeit der Maxima und Minima berechnete Homén folgende Werte:

	Granitfelsen		Sandhaide		Moorwiese	
Tiefe cm	Max.	Min.	Max.	Min	Max.	Min.
0—10	$1^h\ 50^m$	$1^h\ 49^m$	$2^h\ 26^m$	$2^h\ 00^m$	$7^h\ 47^m$	$6^h\ 27^m$
10—20	1 15	1 23	3 07	2 10	5 53	5 10
20—30	1 58	1 12	2 57	2 38	4 02	5 40
30—40	1 40	1 18	3 38	3 22	6 40	6 30
40—50	1 49	1 30	4 10	3 16	7 00	6 10
50—60	2 03	1 18	3 25	3 14	6 40	4 10
Mittel (für 0,1 m)	$1^h\ 46^m$	$1^h\ 25^m$	$3^h\ 17^m$	$2^h\ 47^m$	$6^h\ 20^m$	$5^h\ 41^m$

Die Minima pflanzen sich schneller fort wie die Maxima. Dies beruht darauf, dass das Minimum an der Erdoberfläche verzögert ist (mehr als 12 Stunden nach dem Maximum fällt). Je tiefer unter der Erdoberfläche, um so mehr verschwindet diese Unregelmässigkeit, und um so mehr nähert sich das Zeitintervall zwischen Maximum und Minimum dem Wert 12 Stunden.

Die mittlere Schwankung der Temperatur beträgt bei der täglichen Variation der genannten Sandhaide etwa 34,6° C., bei der jährlichen Variation des nahe gelegenen Petersburg 29,3°, sie sind demnach ziemlich gleich. Aus den Petersburger Daten ergiebt sich, dass eine jährliche Temperaturschwankung von 0,1° C. in einer Tiefe von 11,9 m vorkommt (vgl. S. 527); für vier finnländische Sandfelder giebt Homén Werte zwischen 12,16 und 13,62 m an. Wie oben gesehen, findet sich

eine tägliche Schwankung von demselben Betrag in einer Tiefe von etwa 62 cm. Nun verlangt die theoretische Wärmelehre, dass bei gleichen Amplituden die betreffenden Tiefen sich so verhalten wie die Quadratwurzeln aus den Periodenlängen, d. h. in diesem Fall wie $\sqrt{365} : 1$ oder nahezu wie 19 zu 1. Die Zahl für die Tagesschwankung ist offenbar etwas zu niedrig (0,62). Dies hängt damit zusammen, dass die Amplitudenabnahme in den ersten 10 cm ungefähr doppelt so gross ist, wie weiter unten (4,45 anstatt 2,32), was von der unregelmässigen Erhitzung am Tage herrührt. Wäre der Gang dort normal, so würde die Amplitudenabnahme der ersten 10 cm sich auf etwa 18 cm verteilen, und wir erhielten so einen korrigierten Wert von etwa 70 cm anstatt 62 cm. Der korrigierte Wert stimmt offenbar so gut, wie man in ähnlichen Fällen verlangen kann, mit dem Wert für die Jahresvariation (man würde daraus 13,3 m berechnen).

Zur graphischen Darstellung der Temperaturverhältnisse im Boden hat Homén nach dem Vorgang von A. J. Ångström sogenannte geothermische Linien gezeichnet, bei welchen die Tiefe als Ordinate, die Zeit als Abscisse gewählt ist. Die Linien verbinden die Punkte von gleicher Temperatur, welche nebengeschrieben steht.

Die Figur 173 zeigt solche Linien für den 10.—11. August 1893 in Granitfelsen. Die schrägen Graden, welche die Extremwerte verbinden, zeigen die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Wärmemaximums und Wärmeminimums nach der Tiefe. Wie ersichtlich, ist die Neigung für die Minima grösser als für die Maxima, was eine grössere Fortpflanzungsgeschwindigkeit andeutet (vgl. S. 529).

Wärmeaustausch an der Erdoberfläche. Da also die Temperaturveränderungen sehr wenig tief in die Erde eindringen, so ist es leicht, die Änderung der in den oberen Erdschichten aufgespeicherten Wärmemengen zu bestimmen, sobald man nur die Wärmekapazität des Erdbodens kennt. Diese Grösse kann man einigermaassen genau aus der Zusammensetzung des Bodens berechnen. Dabei bietet es eine gewisse Schwierigkeit, dass der Wassergehalt des Bodens je nach der Verdunstung und den Niederschlagsmengen veränderlich ist. Homén erhielt folgende Werte, welche als Beispiele angeführt werden mögen. Die Wärmekapazität ist gleich der Anzahl Kalorien, welche zur Erwärmung eines cm^3 : s um 1^0 C. nötig sind. Sie ist infolgedessen gleich dem Produkt aus der spezifischen Wärme c und der Dichte δ. Nebenbei stehen die Werte K des Temperaturleitungsvermögens und k des Wärmeleitungsvermögens aufgeführt.

	$c\delta$	K	k
Granitfelsen	0,511	1,139	0,582
Sandhaide	0,537	0,3146	0,169
Moorwiese	0,971	0,1331	0,129

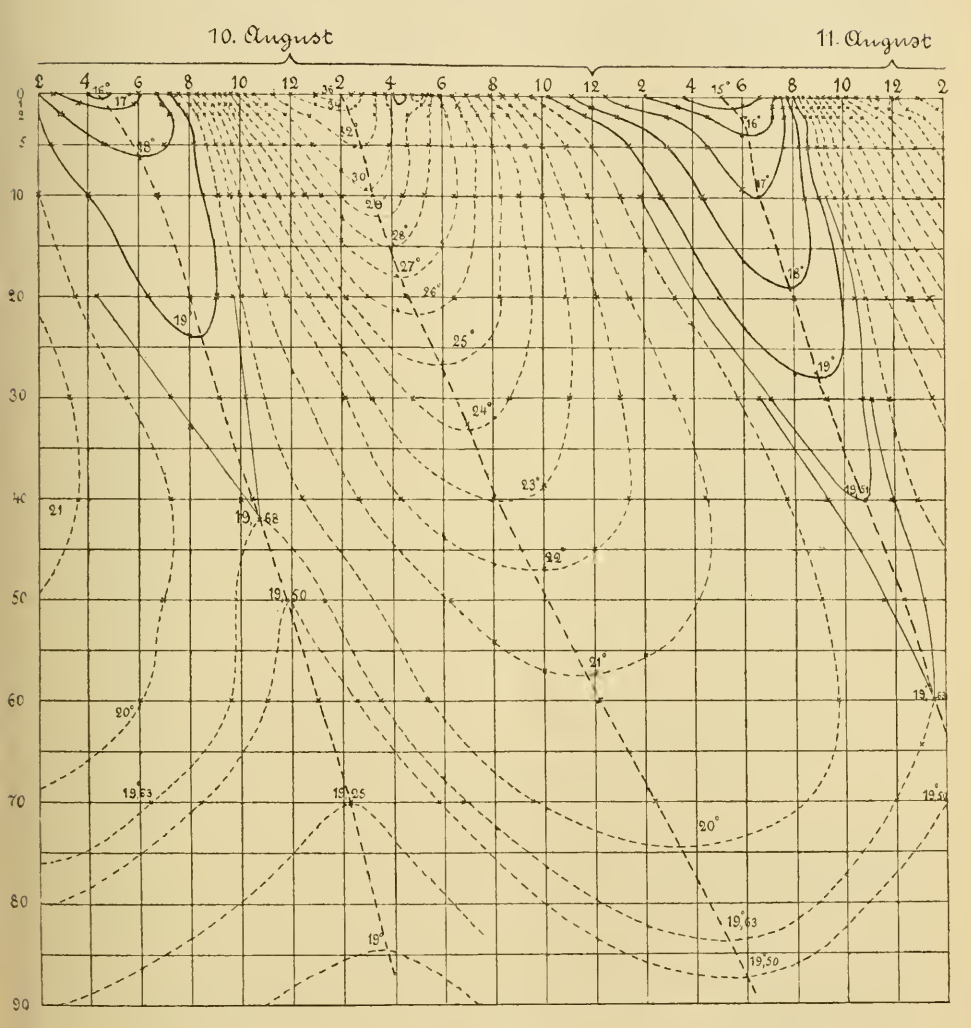


Fig. 173. Geothermen nach Homén. 10.—11. Aug. 1896.

Die Wärmeleitfähigkeit k ist hier die Anzahl cal., welche pro Minute durch eine Platte von 1 cm² Querschnitt und 1 cm Dicke passiert, wenn der Temperaturunterschied der beiden Seiten 1° C. beträgt.

Die von aussen zugeführte Wärmemenge wird teils im Boden aufgespeichert, teils auch zur Luft abgegeben. Ein Teil der letzterwähnten Wärme wird zur Verdunstung von Wasser angewendet. Um diese Verdunstung zu bestimmen, wurden Stücke aus der Erde ausgeschnitten und in eiserne Kasten gelegt, die Kasten dann wieder in die Löcher gesenkt und zu bestimmten Zeiten gewogen. Auf diese Weise hat

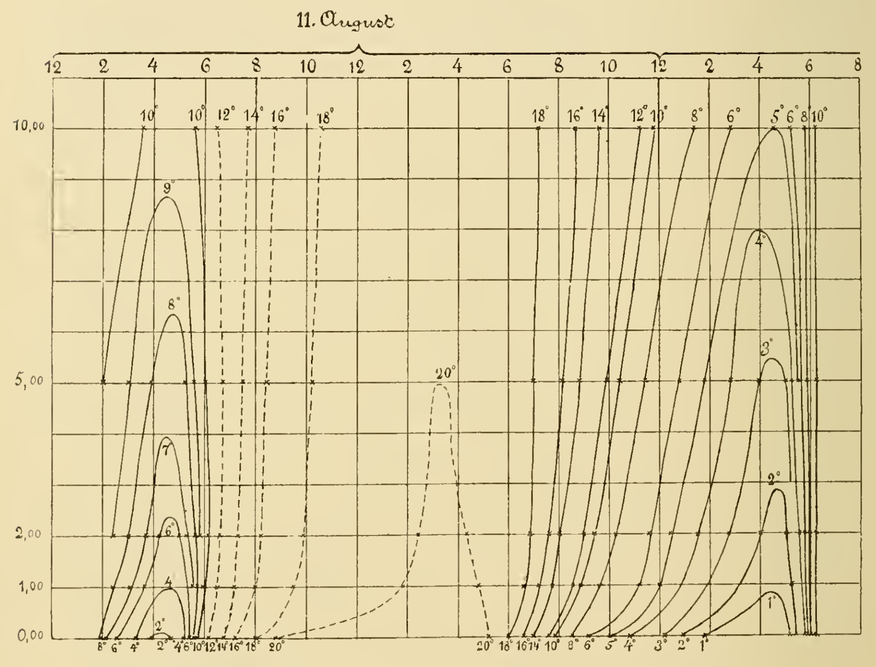


Fig. 174. Aërothermen nach Homen. 11.—12. Aug. 1896.

Homén die oben angegebenen Ziffern über den Wärmeumsatz gewonnen (vgl. S. 525).

Wie man aus denselben ersieht, nimmt die Luft einen sehr grossen Teil der Wärme dem Boden durch Konvektion oder Leitung ab. Homén hat auch die Wärmeverhältnisse in der Luft bis zu 10 m Höhe studiert und durch Kurven, sog. Aërothermen, welche den Geothermen ähneln, darzustellen gesucht.

Diese Linien geben aber bei weitem keine so gute Übersicht, wie die Geothermen, weil die Bewegungen der Luft die regelmässige Fortpflanzung der Wärmewellen gänzlich verhindern. Besonders gilt dies für die aufsteigenden Luftströme am Tage, welche Wärme sehr schnell

abführen, während die Abkühlung in der Nacht besser lokalisiert ist, da die kalte Luft gegen den Boden gepresst wird. In Fig 174 habe ich eine der diesbezüglichen graphischen Darstellungen von Homén wiedergegeben. Die Tagesschwankung in der Zeit vom 11.—16. August 1893 ist am grössten für die Erdoberfläche, danach kommt die Luft unmittelbar darüber und je höher in der Luft, desto geringer ist die Schwankung, wie folgende Tabelle zeigt:

	Schwankung
Boden	21,36° C.
Luft 0 m Höhe	18,86
1	15,86
2	14,94
5	13,85
10	12,51

Dieser Umstand deutet darauf hin, dass die Temperaturschwankung der niederen Luftschichten auf dem Wärmeumsatz an der Erdoberfläche beruht.

Wärme- und Temperaturleitfähigkeit des Bodens. Ist Sp die Schwankung der Temperatur in der Tiefe p, S_0 diejenige in der Tiefe 0, K die Temperaturleitfähigkeit und τ die Periodenlänge der Schwankung, so gilt für diese Grössen folgende Beziehung:

$$Sp = S_0\, e^{-p\sqrt{\pi/K\tau}}$$

wo π die Zahl 3,1415 und e die Basis der natürlichen Logarithmen darstellt. Man kann demnach aus Beobachtungen von Sp und S_0 bei bekanntem p- und τ-Wert K berechnen.

Auf diese Weise sind folgende Zahlenwerte für die Temperaturleitfähigkeit verschiedener Bodenmaterialien gefunden (in cal. pr. cm² und Minute):

	K	k
Trapp (Calton Hill)	0,472	0,249
Sand „ „	0,523	0,157
Sandstein „ „	1,387	0,642
Serpentingestein	0,356	—
Sandiger Lehm	0,816	—
Porphyritischer Trachyt (Japan) .	0,30	—
Granit (Schwarzwald)	0,902	0,47

	K	k
Granit (Baveno)	1,161	0,58
Molasse-Sandstein	0,44—0,92	—
Schnee (Dichte 0,2)	0,16	0,016
„ („ 0,3)	0,24	0,036
Eis	0,68	0,31
Gefrorener Boden (Pawlowsk) . .	0,56	—
„ „ (Jakutsk) . .	0,62	—
Nicht gefr. Boden (Pawlowsk) . .	0,32	—

Zu diesen Ziffern sind noch die von Homén gegebenen oben aufgeführten zuzuzählen. Unter k steht die Wärmeleitfähigkeit, welche durch Multiplikation von K mit dem Produkt aus spezifischem Gewicht und spezifischer Wärme gewonnen ist. Die Leitfähigkeiten sind für die verschiedenen Bodenarten von derselben Grössenordnung, etwas grösser für die kompakten (Granit und Sandstein), denen auch Lehm und gefrorener Boden sich anschliessen, als für lockere Erdbestandteile, wie Sand und Moorwiese. Die vulkanischen Bergarten Trapp und Trachyt zeichnen sich durch schlechte Leitfähigkeit aus, ebenso Serpentingestein. Wegen der Porosität nimmt Schnee eine ganz extreme Stellung ein, was in klimatischer Hinsicht von Bedeutung ist.

Die Erwärmung der Erdoberfläche. Ein Teil der Sonnenstrahlen gelangt zur Erdoberfläche und erwärmt sie. Ein anderer Teil wird in der Luft zurückgehalten und dient hauptsächlich zu deren Erwärmung. Die beiden Teile sind auf der Breite von 60° ungefähr gleich gross, in Gegenden, die dem Äquator näher liegen, überwiegt der erste Teil — am Äquator selbst ist er etwa doppelt so gross wie der zweite Teil. Das Luftmeer hat die Wärmekapazität einer Wasserschicht von 2,5 m Höhe. Im festen Erdboden dringt die Wärme nur zu sehr unbedeutenden Tiefen ein, wegen des geringen Temperaturleitungskoeffizienten. In gewöhnlicher Sandhaide dringt die Hälfte der täglichen Wärmezufuhr nicht tiefer als etwa 5 cm ein, in Granitfelsen, der unvergleichlich besser leitet als alle sedimentären Ablagerungen, ist die entsprechende Tiefe etwa 10 cm. Die Wärmekapazität dieser Schichten entspricht einer Wasserschicht von etwa 2,5 bezw. 5 cm. Hieraus ist ersichtlich, dass die Erwärmung der festen Erdoberfläche durch die Bestrahlung bedeutend viel höhere Temperaturen hervorbringen wird als die gleichzeitige Erwärmung der Luft. Nun ist es wohl richtig, dass die am meisten wärmeabsorbierenden Agentien in der Luft, der Staub und der

Wasserdampf hauptsächlich in den tieferen Teilen des Luftmeeres lokalisiert sind. Aber selbst unter der zweifellos übertriebenen Annahme, dass sich die unteren Schichten doppelt so stark erwärmen, als gleichmässiger Temperatursteigerung in der ganzen Atmosphäre entspricht, hätte man, wenn keine Leitung der Wärme vom Erdboden zur Luft stattfände, etwa 10—30 mal so grosse Schwankungen der Bodentemperatur wie der Lufttemperatur zu erwarten.

In der That beobachtet man auch bedeutend höhere Schwankungen der Bodentemperatur als der Lufttemperatur. Dieser Unterschied würde noch bedeutend grösser ausfallen, wenn nicht die Luft durch Leitung einen Teil der Wärme (oder Kälte) der Erdoberfläche aufnähme. Besonders kräftig ist die Abkühlung durch die Luft, weil die aufsteigenden warmen Luftströme die Erdbodenwärme auch in höher liegende Luftschichten (bis zu 1000—2000 m Höhe) bringen.

Wenn die Erdoberfläche nicht durch das Luftmeer geschützt wäre, so würden ohne Zweifel ähnliche Temperaturverhältnisse wie auf dem Mond herrschen (vgl. S. 166), so dass die Temperatur bei senkrecht auffallender Sonnenstrahlung etwa + 150° C. erreichen, in der Nacht unter — 100° C. fallen würde.

Ganz anders verhält sich die wasserbedeckte Erdoberfläche. Bei Temperaturzunahme steigt die Verdunstung, das Salzwasser wird schwerer und sinkt hinunter. Auf diese Weise pflanzt sich die tägliche Wärmewelle im Meer bis in mehr als 10 m Tiefe fort. Auch in Süsswasser macht sich die Wärmewirkung der Sonne wegen der Durchsichtigkeit bis zu Tiefen von 5 m geltend.

Die Tiefe, bis zu welcher die jährliche Wärmeschwankung im Meer eindringt, beträgt nach Aimé nicht weniger als 300 bis 400 m, für Süsswasserseen ist die entsprechende Grösse 200—250 m, wie oben erwähnt wurde (vgl. S. 367). Dabei dringt die Nacht- und Winterkälte besonders leicht ein, weil die Dichte der Wasserschichten (vorausgesetzt, dass sie über 4° warm sind) mit der Kälte zunimmt und die oberen abgekühlten Wasserschichten nach unten sinken und die Abkühlung bis in bedeutende Tiefe tragen. Die nächtliche Abkühlung bedingt die Entstehung der Sprungschicht (vgl. S. 409).

Das Wasser hat demnach eine viel grössere Kapazität als die Luft und muss dementsprechend viel geringeren Temperaturschwankungen unterworfen sein.

Dies stimmt auch vollkommen mit der Erfahrung. Die Tagesschwankung im Wasser ist viel geringer als in der Luft. Im Genfersee,

weit vom Ufer, fand Forel eine tägliche Schwankung von nur 1,5° C. In anderen Seen hat man Schwankungen von im Mittel etwa 2° C., an sehr heissen Tagen von gegen 5—6° C. gefunden.

Hann veröffentlicht einige Beobachtungen von Homén, die an einer 40 m tiefen Stelle des Lojo-Sees in Finnland angestellt sind. Die Tagesschwankung betrug daselbst:

Tiefe	Schwankung	Abnahme pro m
Luft	10,0	—
24 cm	1,82	—
86 „	1,08	2,31
149 „	0,68	2,10
274 „	0,50	1,28
524 „	0,42	1,07

Wie aus diesen Ziffern ersichtlich, verläuft die Temperatur nach der Tiefe in ganz anderer Weise wie im festen Erdboden. Die Werte der Amplitudenabnahme mit der Tiefe zeigen überhaupt keine Tendenz, mit zunehmender Tiefe konstant zu werden, sondern sinken asymptotisch gegen den Wert 1. Dies beruht darauf, dass das Eindringen der Wärme nach ganz anderen Gesetzen als die Wärmeleitung im Boden erfolgt. Je mehr Strahlen weggesiebt sind von der einfallenden Sonnenwärme, desto durchsichtiger wird das Wasser für die übrig gebliebenen Strahlengattungen, und so kommt es, dass in 3,71 m Tiefe, wo die Temperaturschwankung, nach der Abnahme zwischen 24 und 86 cm Tiefe zu urteilen, auf 0,1° gesunken sein sollte, noch eine Schwankung von 0,46° C. zu konstatieren ist. Wenn die Absorption der Wärme im Wasser nicht „selektiv“ wäre, sondern in jeder Schicht (von 1 m Dicke) derselbe Bruchteil der einfallenden Wärmemenge zurückgehalten würde, so würde, wie leicht einzusehen, die Abnahme der Schwankung mit der Tiefe, ganz wie bei dem Wärmeleitungsphänomen, konstant sein.

Durch diesen Umstand wird es auch verständlich, dass die tägliche Wärmeschwankung bis in 12 m Tiefe der Seen noch merklich ist, wie Griesinger für den Weissensee in Kärnthen gefunden hat. Dagegen ist die tägliche Wärmeschwankung des festen Erdbodens nicht in 1 m Tiefe merklich.

Die tägliche Wärmeeinnahme des Lojo-Sees erreicht an warmen Tagen 700—800 cal. pr. cm², im Mittel 400—500 cal. an gewöhnlichen schönen

Sommertagen, die Wärmeabgabe in der Nacht steigt bis zu 150—300 cal. pr. cm². Nach kühlen Tagen ist die Wärmezunahme natürlich grösser, besonders wenn die Luft nicht ganz ruhig ist. Dieser Umstand zeigt, dass in diesem Fall das Wasser Wärme aus der Luft nimmt, und nicht umgekehrt, wie der feste Erdboden.

Das Maximum der Temperatur des Lojo-Sees trat ungefähr gleichzeitig mit demjenigen der Lufttemperatur um 3 h. N. M. ein.

Zu ähnlichen Schlüssen gelangen wir aus den von Forel mitgeteilten Daten über die Jahresschwankung der Temperatur in Süsswasserseen, wie folgende Ziffern zeigen (vgl. S. 411).

Loch Katrine Schottland 56° 15′ N. Br. 4° 28′ W. L. Höhe 111 m		Vettern Schweden 58° N. Br. 14° 20′ E. L. Höhe 90 m		Enare Finnland 69° 3′ N. Br. 27° 50′ E. L. Höhe 150 m	
Tiefe	Schwankung	Tiefe	Schwankung	Tiefe	Schwankung
0	15,2	0	13,1	0	13,1
10	9,3	10	12,9	10	12,1
20	8,8	15	8,9	20	11,3
30	2,8	25	6,1	30	11,1
40	2,1	35	5,4	40	10,4
60	1,5	45	4,9	50	9,6
		65	4,7	60	8,9
		85	4,2	70	8,6
		95	4,1	80	8,4

Ladoga Russland 61° 22′ N. Br. 30° 42′ E. L. Höhe 18 m		Mjösen Norwegen 60° 22′ N. Br. 11° 15′ E. L. Höhe 125 m	
Tiefe	Schwankung	Tiefe	Schwankung
0	9,1	0	12,6
10	8,9	5	12,1
20	7,5	10	11,5
30	6,9	20	8,7
40	6,6	30	5,2
50	6,1	40	3,7
60	5,7	50	2,6
80	4,4	60	1,8
100	3,5	70	1,6
150	2,5	80	1,2
200	2,0	90	0,9
		100	0,7

Die Zahlen, welche nach diesen Daten berechnet sind, leiden an einer ziemlich grossen Unsicherheit wegen der geringen Zahl der Tage (5—7), in welchen im Laufe des Jahres Messungen angestellt worden sind.

Da die Jahresschwankung in den von Forel diskutierten Fällen bis zu Tiefen von 100—250 m eindringt, so kann nicht angenommen werden, dass die Leitung und die direkte Erwärmung durch Sonnenstrahlung merklich dazu beitragen, sondern der beinahe einzig ausschlaggebende Faktor ist die Konvektionsströmung zufolge ungleicher Dichtigkeit und Wirkung des Windes (vgl. S. 427).

Forel hat auch die jährliche Wärmeschwankung der Süsswasserseen berechnet und ist zu Resultaten (in cal. pr. cm^2) gekommen, welche sehr gut mit denjenigen von Homén übereinstimmen, indem die tägliche Wärmezunahme zwischen 150 und 600 cal. pr. cm^2 und Tag je nach der geographischen Breite wechselt (vgl. S. 412).

Die Wärmeaufspeicherung in den Süsswasserseen ist nach diesen Ziffern bedeutend (bis etwa 50 mal) grösser als die der festen Erdoberfläche. Dies beruht darauf, dass die Wärme in die Seen tiefer eindringt. Die Ziffern für die Süsswasserseen sind von derselben Grössenordnung wie die unten für die Nord- und Ostsee gegebenen und übertreffen sie sogar bei Seen grosser nördlicher Breite, wie unter den angeführten beim Ladoga und Enare.

Die Seen sind also grosse Wärmebehälter und erhöhen die mittlere Temperatur, da sie nur wenig Wärme an die höheren Luftschichten durch Luftströme abgeben.

Weitere grosse Wärmemengen speichern die Seen beim Aufthauen des Eises auf; eine Eisdecke von 0,5 m Dicke repräsentiert etwa 3700 cal. pr. cm^2, also ungefähr so viel wie die Wärmeschwankung der festen Erdoberfläche. Der Wärmewechsel des Genfersees erreicht pr. cm^2 etwa 30000 cal., derjenige Ladogas etwa 100000 cal., während die entsprechenden Werte für die Luft zu Eberswalde 2800, für die Erdkruste zu Eberswalde, Melkerei und Pawlowsk nur 1812, 940 bezw. 3200 cal. betragen (vgl. S. 524).

Der Genfersee zeigt folgende Temperaturdifferenzen der Oberfläche gegen die Luft.

Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Jahr
+ 4,8	— 0,3	+ 1,3	+ 3,9	+ 2,4

Vom Juni bis März giebt dieser See Wärme an die Luft ab.

Die Seen mildern auf diese Weise das Klima. Sie erhöhen im Herbst die Temperatur der Umgebung mehr als sie dieselbe im Frühling er-

niedrigen. Der Bodensee erhöht die Jahrestemperatur der umgebenden Ufer um etwa 0,4° C. Der Januar ist um etwa 0,8°, Aug.-Sept. 0,6—0,7° wärmer als im Hinterland. Im Frühling ist der Unterschied nicht merklich.

Auch die Temperatur der Flüsse ist etwas (1° C. im Mittel) höher als diejenige der umgebenden Luft.

Die Schwankung der Temperatur der Seen ist trotz der grossen Wärmeaufspeicherung so gering, weil ihre Wärmekapazität, zufolge der grossen Tiefe der an der Wärmeschwankung teilnehmenden Schichten, ausserordentlich gross ist.

v. Kalecsinsky hat neuerdings ein Beispiel gegeben, was für Verhältnisse eintreten, wenn in einem See die Cirkulation fehlt und die Wärme wie im Erdboden in relativ dünnen Schichten aufgespeichert wird. In Ungarn giebt es Salzseen (Salzgehalt 22—26 Proz.), die mit einer dünnen Schicht (1,5 cm) von salzärmerem Wasser, bedeckt sind, in welchem der Salzgehalt kontinuierlich bis zur Oberfläche (2—3 Proz.) abnimmt. Dieses Oberflächenwasser stammt von zufliessenden Bächen. Werden nun diese Seen von der Sonne bestrahlt, so werden nur die dünne Übergangsschicht und die obersten Teile des Salzwassers erwärmt. Im eigentlichen Salzwasser kann keine Verdunstung stattfinden, weil es von Süsswasser bedeckt ist, und das erwärmte Salzwasser kann infolgedessen nicht zu Boden sinken und tiefere Schichten erwärmen. Auch die in der Nacht abgekühlten oder am Tag durch Verdunstung konzentrierten oberen Schichten sinken nur zu sehr mässiger Tiefe in der Übergangsschicht, die nach unten durch zunehmenden Salzgehalt schnell dichter wird — das spezifische Gewicht ändert sich von 1,02 bis 1,17—1,20. Die verschiedenen Schichten bleiben in nahezu unveränderter Lage gegeneinander. Wir haben hier ein sehr auffallendes Beispiel der Glashaus-Wirkung.

Die sichtbaren Wärmestrahlen dringen nämlich in das Salzwasser ein und werden in dunkle Wärme verwandelt, die vom überlagernden Süsswasser nicht hindurch gelassen wird. Die Temperatur kann daher an der Grenzschicht zwischen salzigerem und süsserem Wasser im Sommer bis zu 70° C. steigen. Folgende Messungen mögen zur Erläuterung angeführt werden.

Medvesee (n. Br. 42° 44′ E. L. 46° 45′) am 25. Juli 1901.

Tiefe	0	0,10	0,42	0,52	0,72	1,00	1,32	1,82 m
Sp. Gew.	—	1,038	1,140	1,156	—	1,176	1,180	1,186
Temp.	21	—	39	45	50	54	56	53° C.

Tiefe	2,32	3,00	5,00	7,00	10,00	12,3	41,8 m
Sp. Gew.	1,188	1,188	1,196	**1,197**	1,196	1,194	1,194
Temp.	47	39	31	29	23	20	19⁰ C.

Die Temperatur der heissesten Schicht sank während des Winterhalbjahres von 65⁰ (14. Sept. 1898) auf 26⁰ C. (2. April 1899).

Auch die gewöhnlichen Seen wirken teilweise als Glashäuser; wegen ihrer grossen Wärmekapazität steigt aber ihre Temperatur nicht sehr hoch. Das Seewasser ist deshalb immer wärmer als die Luft (vgl. oben S. 371). Schon oben haben wir gesehen, dass der Bodensee die Temperatur der Umgebung um etwa 0,4⁰ C. erhöht. Die Temperatur der Meeresoberfläche übersteigt auch diejenige der überlagernden Luft unter 35⁰ s. Br. um 1,4⁰, unter 35⁰ n. Br. um 2,4⁰ (wovon jedoch 1,1⁰ dem Golfstrom zuzuschreiben sind), unter 57—70⁰ Br. mit 1,6. In den Tropen sinkt der Überschuss auf 0,8⁰.

Den täglichen Gang der Temperatur an der Oberfläche des Oceans ersieht man aus folgenden Daten; zum Vergleich ist die Lufttemperatur nebengeschrieben.

Täglicher Gang der Temperatur (Abweichung vom Tagesmittel) im atlantischen Ocean 1) 20—30⁰ w. L. 0—10⁰ n. Br. 2) 30⁰ n. Br. Sommer. 3) 63—73⁰ n. Br., a) Wasser, b) Luft, c) Temperaturdifferenz Wasser-Luft.

	Mitternacht	2	4	6	8	10 V. M.
1 a	— 0,19	— 0,28	*— 0,31*	— 0,26	— 0,08	0,15
1 b	— 0,43	— 0,61	*— 0,70*	— 0,54	— 0,03	0,45
1 c	— 0,83	**0,92**	**0,98**	0,87	0,54	0,29
2 a	— 0,15	*— 0,20*	*— 0,20*	— 0,15	— 0,05	+ 0,10
2 b	— 0,65	*— 0,70*	— 0,65	— 0,50	— 0,20	+ 0,30
2 c	0,85	**0,85**	0,80	0,70	0,50	0,15
3 a	— 0,12	*— 0,21*	*— 0,21*	— 0,13	— 0,02	0,06
3 b	— 0,33	*— 0,37*	— 0,36	— 0,25	— 0,04	0,21

	Mittag	2	4	6	8	10 N. M.
1 a	0,33	**0,36**	0,27	0,12	0,00	— 0,11
1 b	**0,81**	**0,81**	0,52	0,16	— 0,17	— 0,27
1 c	*0,11*	0,14	0,34	0,55	0,76	0,75
2 a	0,15	**0,20**	**0,20**	0,10	0,00	— 0,10
2 b	+ 0,80	**+ 1,00**	+ 0,85	+ 0,40	— 0,10	— 0,45

	Mittag	2	4	6	8	10 N. M.
2c	— 0,30	— *0,45*	— 0,30	+ 0,05	0,45	0,70
3a	0,09	0,12	0,14	**0,15**	0,11	0,02
3b	0,41	**0,45**	0,36	0,18	— 0,04	— 0,22

Gemäss der grösseren Wärmekapazität des Wassers ist seine Temperaturschwankung viel (etwa 2,3 — 4,2 mal) geringer als diejenige der Luft. Jene erreicht in den drei Beispielen 0,67, 0,40 und 0,36° C., diese dagegen 1,51, 1,70 bezw. 0,82° C. Zufolge desselben Umstandes treten auch die Extreme der Temperatur etwa 1 — 1½ Stunden später im Wasser als in der Luft ein. Der Temperaturüberschuss des Wassers ist am grössten kurz nach Mitternacht, am geringsten (und bisweilen negativ) kurz nach Mittag.

Die Verhältnisse zwischen der Temperaturschwankung der Luft und der Erdoberfläche sind demnach genau umgekehrt für die Wasseroberfläche wie für die feste Erdkruste (vgl. weiter unten). (In beiden Fällen zeigt die Luft eine niedrigere Mitteltemperatur.) Der Unterschied zwischen Wasser und Land beruht darauf, dass die Kapacität der Wasseroberfläche grösser ist als diejenige der Luft, welche ihrerseits diejenige der festen Erdkruste vielemal übersteigt.

Die jährliche Schwankung der Meerestemperatur verläuft ähnlich, wie folgende Daten zeigen.

Jahresschwankung der Temperatur des atlantischen Oceans: 1) 10° s. Br.—10° n. Br. 2) 35° n. Br. (0—50° W. L.) 3) 60° n. Br.

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
1)	26,3	26,4	26,8	**27,2**	27,0	26,4	25,7	*25,2*	25,5	26,0	**26,3**	*26,1*	26,2
2)	17,4	*16,7*	17,0	17,5	18,7	20,6	22,7	**24,0**	23,2	22,0	19,7	18,4	19,8
3)	6,9	*6,6*	*6,6*	7,4	8,4	10,2	11,8	**12,4**	11,9	10,3	8,9	7,7	9,1

In dem äquatorialen Gebiet besteht ein charakteristisches doppeltes Maximum, in den nördlichen temperierten Gegenden tritt das Maximum im August, das Minimum im Februar-März ein, also 2—3 Monate nach den Sonnenwenden. Die Schwankung ist sehr gering und besitzt ein Maximum in mittleren Breiten. Sie erreicht auf offenem Meer nach Schott im Mittel:

Breite	0	10	20	30	40	50°
Schwankung	2,3	2,4	3,6	5,9	7,5	4,7° C.

In allen diesen Verhältnissen macht sich die grosse Wärmekapacität des Wassers geltend. Dieselbe Wirkung zeigt sich in dem Temperatur-

unterschied zwischen Wasser und Luft, welcher an den Küsten des nordatlantischen Oceans nach Mohn beträgt:

Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Jahr
3,3°	1,3°	— 0,7°	2,3°	1,6°

Wie ungeheure Wärmemengen im Jahr vom Meer aufgenommen und abgegeben werden, geht aus folgenden Überschlagsrechnungen von Pettersson hervor. Im nördlichen Teil der Nordsee sinkt vom August bis November die Temperatur der höchsten 50 m dicken Schicht um 3° C. (von 12,2° auf 9,2°). Vom November bis Februar ist der Temperaturfall 2,7° in den obersten 200 m. Es wird folglich pro cm² vom Wasser zur Luft eine Wärmemenge von $3 . 5000 + 2,7 . 20\,000 = 69\,000$ cal. abgegeben. In den übrigen Jahreszeiten wird eine ebenso grosse Wärmemenge durch Aufspeicherung von Sonnenstrahlung gewonnen. In ähnlicher Weise wird für die Ostsee, wo die Temperaturschwankung jedoch nur bis zu 55 m Tiefe reicht, eine Wärmeschwankung von 51000 cal. pr. cm² berechnet.

Thatsächlich wird dieser Wärmeaustausch noch dadurch vergrössert, dass das Wasser teilweise von südlichen, wärmeren Gegenden zuströmt (Golfstrom).

Da nun 1 cal. 33 m. Luft (bei 0° C. und 760 mm Druck) um 1° zu erwärmen vermag, so würden 240 cal. dazu genügen, das ganze Luftmeer um 1° zu erwärmen. Die im Nordseewasser aufgespeicherte Wärme würde demnach genügen, um die Temperatur der ganzen überlagernden Atmosphäre etwa 280° C. zu erhöhen. Den grössten Teil der Wärme giebt wohl das Wasser in latenter Form im Wasserdampf ab. Die Wärme der Nordsee genügt dazu, jährlich eine Schicht von etwa 120 cm Tiefe abzudunsten.

Wegen der latenten Wärme des Wasserdampfes ist der Wärmeinhalt von feuchter Luft bedeutend grösser als derjenige trockener Luft. Bei 14° C. ist, von 0° ab gerechnet, der Wärmeinhalt von mit Wasserdampf gesättigter Luft etwa doppelt so gross wie derjenige trockener Luft, bei 26° etwa 2,5 mal so gross. Dadurch ist die vom Meere aufsteigende feuchte Luft imstande, bedeutend mehr Wärme zu transportieren, als die über einer Wüste aufsteigende trockne Luft.

Da nahezu drei Viertel der Erdoberfläche von Wasser bedeckt sind, verdienen die Temperaturverhältnisse über dem Meer eine besonders grosse Berücksichtigung, obgleich sie aus naheliegenden Gründen viel weniger genau untersucht sind als diejenigen über der festen Erdoberfläche.

Eindringen des Frostes in den Boden. In Gegenden, wo im Laufe des Jahres die Erdtemperatur unter 0° sinkt, friert das Wasser in den lockeren Erdschichten, was für die Vegetation von grosser Bedeutung ist. Je länger die Winterkälte dauert und je heftiger sie ist, um so tiefer dringt der Frost in den Boden hinein. Dabei spielt es eine grosse Rolle, ob der Boden von Rasen oder Schnee bedeckt ist oder nackt. Eine Rasendecke soll nach H. Becquerel ebensoviel wie 0,5 m Erde schützen. Eine Schneedecke soll nach Wild ebenso grosse schützende Einwirkung ausüben, wie eine dreimal so dicke Sandschicht. Kiefernwald setzt nach Müttrich und Schubert (in Preussen) die Frosttiefe, die für Feldstationen im Mittel 47 cm beträgt, auf 34, Buchenwald auf 38, Fichtenwald nur auf 45 cm herunter.

Die Frosttiefe an demselben Ort kann in verschiedenen Wintern je nach den äusseren Umständen recht verschieden ausfallen. Zu Königsberg dringt der Frost in 8 Wintern von 14 bis zu 63 cm Tiefe (unter nacktem Boden). Diese Tiefe kann demnach etwa gleich der mittleren Frosttiefe gesetzt werden. Tiefer als bis zu 125 cm dringt daselbst nie der Frost (untere Frostgrenze). Für Pawlowsk liegt die untere Frostgrenze bei 160 cm.

In hohen Breiten, wo die Mitteltemperatur des Erdbodens unter 0° C. liegt, ist der Boden in einigen Metern Tiefe immer gefroren und thaut nur an der Oberfläche während des Sommers auf. Die Tiefe, bis zu welcher dies geschieht, hängt von der Dauer und Intensität der Sommerwärme sowie von der Natur des Bodens ab. In sehr grossen Tiefen steigt wiederum die Temperatur, wegen ihrer Zunahme mit der Tiefe, über 0°. Die Bodentemperatur zu Jakutsk in Ostsibirien erreicht in 6,1 m Tiefe — 10,2, in 15,2 m — 8,3, in 91,4 m Tiefe — 3,9 und in 116,4 m Tiefe — 3,0° C. Die letzten Ziffern deuten auf eine geothermische Tiefenstufe von etwa 30 m. Danach wäre daselbst in einer Tiefe von etwa 210 m und weiter nach unten der Boden frostfrei.

Die grossen Tundren im Norden von Europa und Asien haben eine Bodentemperatur dieser Art.

V. Die Temperatur der Luft.

Täglicher Gang der Lufttemperatur. Schon oben ist nach Homén ein Beispiel gegeben, wie die Wärme sich von der festen Erdoberfläche in die Luft verbreitet, so dass die Schwankung immer geringer wird, je höher man in der Luft steigt. Diese Ziffern gelten für heitere Tage. An trüben Tagen ist diese Erscheinung sehr abgestumpft, sodass, wenn man Temperaturmittel für längere Zeiten nimmt, der Effekt viel weniger ausgeprägt wird, aber jedenfalls in derselben Richtung liegt, wie für heitere Tage.

Zur Ermittelung der Lufttemperatur muss man Thermometer benutzen, die nicht wegen Strahlung falsche Werte ergeben. Am besten sind die ventilierten Thermometer, wie sie im Assmann'schen Psychrometer verwendet werden, wo die Thermometerkugeln durch doppelte, blanke, röhrenförmige Hüllen (aus Nickelblech) geschützt sind, und ein stetiger Luftstrom zwischen diesen Hüllen und an dem Thermometer vorbei von einem Centrifugalschleuderer, der von einem Uhrwerk getrieben wird, eingesogen wird.

In allen Fällen bringt man das Thermometer an einer beschatteten Stelle an (häufig in einem eigenen Häuschen mit Jalousien, durch welche die Luft streichen kann); zu empfehlen ist auch die Thermometerkugel mit einem stark reflektierenden Metallüberzug (gewöhnlich aus Silber) zu bekleiden.

Als Beispiel des täglichen Ganges der Boden- und Lufttemperatur mögen folgende Daten für Tiflis angeführt werden. a) Bodentemperatur, b) Lufttemperatur (3 m über dem Boden), c) Differenz: Boden-Luft. 1) Winter, 2) Sommer.

	1	3	5	7	9	11	1	3	5	7	9	11	Mittel
1 a	0,2	—0,2	—0,5	*—0,8*	3,0	10,3	**13,2**	10,9	4,3	1,9	1,2	0,6	3,7
1 b	1,5	1,1	0,8	*0,5*	2,0	4,6	6,6	**7,3**	5,6	3,8	2,7	2,1	3,2

	1	3	5	7	9	11	1	3	5	7	9	11	Mittel
1c	—1,3	—1,3	—1,3	—1,3	5,0	5,7	**6,6**	3,6	—1,3	*—0,9*	—1,5	—1,5	0,5
2a	19,2	18,1	*17,6*	23,1	34,7	45,1	**49,0**	45,4	35,8	26,1	22,3	20,5	29,7
2b	18,9	18,0	*17,5*	19,4	22,4	24,8	26,3	**26,9**	26,3	23,8	21,5	20,1	22,1
2c	0,3	*0,1*	*0,1*	3,7	12,3	20,3	**22,7**	18,5	9,5	2,3	0,8	0,4	7,6

Der Boden ist im Mittel wärmer wie die Luft. Im Sommer ist der Unterschied sehr gross und immer positiv, im Winter ist er geringer und in den Nachtstunden negativ. Die Sonnenstrahlung erwärmt die Erdoberfläche sehr bedeutend, und diese teilt durch Leitung ihre Wärme der anliegenden Luft mit. Sobald aber die Lufttemperatur so hoch gestiegen ist, dass die unteren Luftschichten leichter werden als die oberen, was bei einem Temperaturgefälle nach oben von 0,033° C. pro Meter eintritt (vgl. S. 573), so steigen die erwärmten Luftschichten in die Höhe und geben neuen kühlen Luftmengen Platz. Auf diese Weise kann der Boden eine bedeutend höhere Temperatur als die Luft behalten.

In der Nacht kühlt sich der Boden durch Strahlung ab, und infolgedessen sinkt auch die Temperatur der Luft. Die unteren Luftschichten werden dadurch kälter als die höher liegenden (sogenannte Temperaturinversion). Dadurch wird der Zustand stabiler und der Boden samt der überlagernden Luftschicht kann sich deshalb sehr stark abkühlen. Dass auch in diesem Fall die Abkühlung vom Boden ausgeht, ersieht man daraus, dass im Winter der Boden nachts kälter wird als die Luft. Im Sommer ist der Boden so stark erwärmt, dass bisweilen im Mittel (z. B. zu Tiflis) seine Temperatur auch in den Nachtstunden höher als diejenige der Luft liegt. Das normale Verhalten ist, dass auch im Sommer in der Nacht der Boden kühler wird als die Luft. Beispiele dafür sind in den oben angeführten Daten von Homén zu finden (vgl. Fig. 174).

Die warme Luft bei Tage steigt in immer grössere Höhen und kühlt sich dabei, wie wir unten sehen werden, um etwa 1° pro 100 m ab. Dieses Spiel geht solange vor sich, bis die ganze Luftmasse bis zu einer bestimmten Höhe ein solches Temperaturgefälle zeigt. Dies erstreckt sich im Sommer bis zu bedeutenden Höhen (zwischen 1000 und 2000 m). Zuletzt wird die aufsteigende Luft so stark abgekühlt, dass sie nicht mehr den mitgeführten Wasserdampf in Gasform zu erhalten vermag, es entsteht Kondensation von Wasser in Form von Wolken. Von da ab sinkt das Temperaturgefälle nach oben.

Aus dieser Darstellung geht hervor, dass die tägliche Temperaturschwankung mit steigender Höhe abnehmen muss und dass das Tem-

peraturmaximum oder Minimum daselbst später eintreffen muss, als an der Erdoberfläche. Dieser Schluss scheint in der That berechtigt zu sein, wie die berühmten meteorologischen Beobachtungen auf dem Eiffelturm zeigen, von welchen einige die die Temperatur betreffen in folgender Tabelle wiedergegeben sind.

(1) Winter, 2) Frühling und Herbst, 3) Sommer)

Höhe	2	123	197	302	2	123	147	302 m
	Temperatur				Eintrittszeit			
1) Max.	5,0	4,2	3,6	2,8	$2^h\,p$	$3^h\,p$	$3{,}5^h\,p$	$2{,}5^h\,p$
Min.	0,8	1,3	1,3	1,2	$6{,}5^h\,a$	$7{,}5^h\,a$	$7{,}5^h\,a$	$7{,}5^h\,a$
Diff.	4,2	2,9	2,3	1,6	—	—	—	—
2) Max.	17,6	16,1	15,5	14,9	$2^h\,p$	$3^h\,p$	$3{,}5^h\,p$	$3^h\,p$
Min.	8,1	9,4	9,5	9,8	$5^h\,a$	$5{,}5^h\,a$	$5{,}7^h\,a$	$6^h\,a$
Diff.	9,5	6,7	6,0	5,1	—	—	—	—
3) Max.	21,7	20,1	19,4	18,5	$2^h\,p$	$3{,}5^h\,p$	$3{,}7^h\,p$	$3{,}5^h\,p$
Min.	12,6	13,7	13,7	13,5	$4{,}5^h\,a$	$4{,}5^h\,a$	$5{,}5^h\,a$	$4{,}5^h\,a$
Diff.	9,1	6,4	5,7	5,0	—	—	—	—

Ähnliche Messungen mit gleichem Resultat sind in Allahabad (bis zu 51 m Höhe) und auf dem Turm des Strassburger Münsters (136 m Höhe) angestellt worden.

Zu gleichen Schlüssen wird man durch die Beobachtungen von Blue Hill bei Boston in Nordamerika geführt. Die beiden grössten Höhen sind mit Drachen, die registrierende Thermometer führten, erreicht.

Ort	Thal	Blue Hill		Drache	Drache
Höhe . . .	0	50	180	500	1000 m
Schwankung .	11,6	9,9	9,3	2,4	0,17 °C.

Als registrierende Thermometer oder Thermographen benutzt man jetzt gewöhnlich Apparate, die nach demselben Prinzip wie das Bourdonsche Manometer arbeiten. Der wesentliche Teil besteht aus einer dünnwandigen Metallröhre von stark elliptischem Querschnitt, deren Achse zu einem Kreisbogen gekrümmt ist. Die Enden des Rohres sind durch Metallplatten geschlossen. Steigt der Druck in dem Rohre, so nimmt sein Volumen zu, indem sich die Krümmung der Achse vermindert. Wenn das eine Ende des Rohres dabei an einem Rahmen befestigt ist, so bewegt sich das andere und setzt durch Hebelvorrichtungen einen Zeiger in Bewegung. Die Zunahme des Druckes bei steigender

Temperatur erfolgt dadurch, dass das Rohr mit einer Flüssigkeit von grosser Temperaturausdehnung gefüllt ist. Der Zeiger trägt einen Schreibstift, welcher die Temperatur auf einer beweglichen Papierrolle aufzeichnet, deren Achse am Rahmen befestigt ist.

Aus der täglichen Änderung des Luftdruckes auf Höhenstationen konnte Hann die tägliche Temperaturschwankung der Luftsäule zwischen der betreffenden Höhenstation und einer nahe gelegenen Thalstation berechnen. Er fand so die folgenden Temperaturschwankungen:

Mittlere Höhe . .	240	630	840	2000	3200 m
Schwankung . .	3,3	2,2	1,7	1,4	1,0

Der tägliche Gang des Thermometers wird, wie Hann hervorhebt, nicht durch eine einfache Sinuskurve dargestellt. Fig. 175, welche die

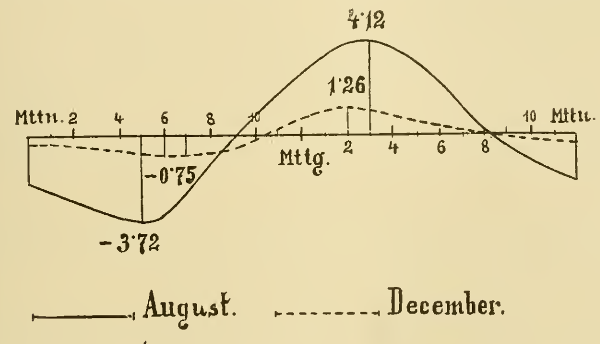


Fig. 175. Täglicher Gang der Temperatur zu Wien im August und Dezember.

mittlere Temperaturvariation zu Wien im Dezember und August darstellt, zeigt dies deutlich, besonders für die Augustkurve. Nachdem die mittlere Tagestemperatur etwa um $8^h\,p$ erreicht ist, sinkt das Thermometer zufolge der Wärmeausstrahlung fast geradlinig bis etwa zum Sonnenaufgang, $5^h\,a$ im August, $7^h\,a$ im Dezember, wo die Kurve ein „Knie" macht. Die stark wachsende Sonnenstrahlung treibt bald die Temperatur in die Höhe, so dass der Mittelwert um etwa $9^h\,a$ bezw. $10^h\,30^m\,a$ passiert wird. Die Temperaturzunahme wird jetzt etwas vermindert, und das Temperaturmaximum wird einige Stunden nach Mittag ($3^h\,p$ bezw. $2^h\,p$) erreicht, von wo die Kurve wieder zum Mittelwert um $8^h\,p$ abfällt.

Wie ersichtlich, folgt der Temperaturgang der Sonnenhöhe und zwar ist die Schwankung im allgemeinen um so grösser, je mehr der Sonnen-

stand im Laufe des Tages sich ändert. Man unterscheidet dabei eine periodische tägliche Schwankung, welche aus den Mittelwerten für jede Stunde bestimmt wird, und eine aperiodische Schwankung, welche das für den betreffenden Zeitabschnitt (Monat, Jahreszeit, Jahr) gültige Mittel aus dem Unterschied der Angaben des Maximi- und Minimi-Thermometers für jeden Tag darstellt. Die erstere beruht auf der Sonnenstrahlung, die letztere beruht auf verschiedenen zufälligen Umständen und ist grösser, besonders im Winter oder in polaren Gegenden, überhaupt sobald die Schwankung der Sonnenwirkung gering wird. Als Beispiel möge erwähnt werden:

	Wint.	Frühl.	Sommer	Herbst
Wien. Period. tägliche Schwankung	2,7	7,2	8,0	5,7
„ Aperiod. „ „	5,2	9,2	9,9	7,6

Die tägliche Amplitude ist von sehr vielen äusseren Umständen abhängig, ausser von der Jahreszeit und der geographischen Breite, auch von den Bewölkungs- und Niederschlagsverhältnissen, der kontinentalen oder oceanischen Lage, der Bodenbedeckung der Umgebung, der vorherrschenden Richtung und Stärke der Winde und der Konfiguration des Bodens.

Die wichtigsten dieser Faktoren sind die der jährlichen Veränderung, welche für Mitteleuropa (Mittel aus Paris, Bern, Berlin, München und Wien) durch folgende Tabelle dargestellt wird:

	Jan.	Feb.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr.
Periodische Tagesschwankung	3,4	4,7	6,6	8,3	8,9	8,5	8,8	8,5	8,5	6,0	3,7	2,8	6,56

und der Einfluss der geographischen Breite, welcher durch folgende Tabelle versinnlicht werden mag:

Mittlere periodische Tagesschwankung der Temperatur auf dem Festlande.

Ort	Nagpur Jabbalpur	Lahore	Nukuss	Barnaul	Fort Rae	Ssagastyr	Lady Franklinbay
N. Br. .	22,1	31,6	42,5	53,3	62,6	73,4	81,7° C.
Jahr . .	11,7	12,4	11,8	8,1	5,3	2,3	1,4° C.
3 Monate	15,4	15,3	14,5	10,6	8,7	5,6	4,2° C.

Im Gegensatz zu der periodischen jährlichen Temperaturschwankung, welche mit der Breite (auf der nördlichen Halbkugel) stark zunimmt, geht die Tagesschwankung mit steigender Breite stark zurück. Der Grund ist leicht ersichtlich: Orte von hoher Breite haben eine enorme

jährliche Schwankung der Sonnenstrahlung, dagegen eine sehr geringe tägliche Veränderung derselben. Das umgekehrte gilt für die nahe dem Äquator gelegenen Erdteile. In der Nähe des Äquators selbst ändert sich sowohl die tägliche wie die jährliche Temperaturschwankung sehr wenig mit der geographischen Breite, was ja auch natürlich ist, da jene durch ein Maximum, diese durch ein Minimum daselbst hindurchgeht.

Zum Vergleich sind unter den Jahresmitteln die Mittel für diejenigen drei Monate, in welchen die grössten täglichen Temperaturschwankungen vorkommen, aufgeführt. Der Unterschied dieses Mittels gegen das Jahresmittel wird erst für circumpolare Stationen bedeutend. Für dieselben fällt die grösste periodische Tagesschwankung in die Zeit der Frühlingsnachtgleiche.

Der Einfluss der Bewölkung beruht auf der Verminderung sowohl der Einstrahlung bei Tage als auch der Ausstrahlung bei Nacht durch Wolken. Sie vermindert daher die Temperaturextreme. Als Beispiel können folgende Daten für Paris nach Angot angeführt werden:

Bewölkung	0	2	4	6	8	10
Tagesschwankung Dezember . .	6,5°	5,4°	4,4°	3,5°	2,6°	1,8°
„ April . . .	15,5°	13,0°	10,6°	8,4°	6,3°	4,3°

Der Einfluss der Bewölkung zeigt sich auch in der Temperaturschwankung für Mitteleuropa, indem das Maximum der täglichen Schwankung, welches nach dem Sonnenstand im Juni zu erwarten wäre, auf Mai und Juli verschoben ist und im Juni ein sekundäres Minimum auftritt (vgl. oben S. 507).

Bei klarem Himmel und schneebedeckter Erde kann die Temperatur zu abnorm niedrigen Werten sinken. Die Schneedecke isoliert nämlich Wärme sehr gut (vgl. S. 534), sodass die durch Strahlung entstandenen Wärmeverluste nicht durch Zuleitung von Wärme aus der Erde ersetzt werden. Solche Fälle treten häufig im Winter bei Barometermaximis auf (Strahlungswinter). Durch diesen Umstand werden die grössten aperiodischen Schwankungen veranlasst.

Die mehr oder minder kontinentale Lage eines Ortes übt aus leicht ersichtlichen Gründen einen sehr grossen Einfluss auf die tägliche periodische Temperaturschwankung aus. Auf dem Ocean selbst erreicht, wie oben angeführt, die Schwankung nur etwa 1 bis 1,5°, in den Wüsten kann sie bis gegen 20, in seltenen Fällen sogar 30° ausmachen. Zwischen diesen Extremen giebt es alle möglichen Übergänge.

In Thälern, wo die Luft staut, ist die Temperaturschwankung bedeutend grösser als auf Hügeln oder Abhängen, von denen hoch oder niedrig temperierte Luft relativ leicht entfernt wird.

Das Temperaturminimum tritt auf dem Festlande beim Sonnenaufgang ein, etwas früher im Winter, etwas später (0,5 Stunden) im Sommer. Auf dem Meere tritt es bis zu 1,5 Stunden vor Sonnenaufgang ein.

Das Temperaturmaximum fällt auf dem Meer gleich nach Mittag, auf den Kontinenten, wo der Erdboden zu erwärmen ist und Luftströmungen die Temperatur stark erniedrigen, 2 bis 3 Stunden später, bei heiterem Wetter bis 5,5 Stunden später (St. Petersburg).

Die Temperaturschwankung auf Berggipfeln ähnelt derjenigen auf dem Ocean mit relativ geringer Amplitude, Minimum 0,5—1,5 Stunden vor Sonnenaufgang und Maximum gewöhnlich kurz nach Mittag. Die Temperatur der Luft ist hier wie auf dem Ocean sehr wenig von derjenigen der Erdoberfläche abhängig.

Bildung von Temperaturmitteln. Wenn es gilt die jährliche Schwankung der Temperatur zu bestimmen, so vergleicht man die Temperaturen verschiedener Tage miteinander. Dazu muss man den Mittelwert der Temperatur des Tages kennen. Zu diesem Zweck beobachtet man die Temperatur einmal stündlich und nimmt das Mittel aus den im Laufe des Tages beobachteten Werten.

Man kann nun fragen, ob es genügt 24 Ablesungen am Tage zu machen, um ein zuverlässiges Mittel zu erhalten. Eine nähere Untersuchung hat gezeigt, dass dies in der That der Fall ist.

So häufige Beobachtungen werden aber nur an meteorologischen Stationen ersten Ranges gemacht und um ein grösseres Material, als von diesen geliefert wird, zu erhalten, muss man versuchen, einige wenige Zeitpunkte im Laufe des Tages so zu wählen, dass man aus den Ablesungen ein Temperaturmittel des Tages ableiten kann, welches dem wahren Mittelwert so nahe wie möglich kommt.

Die zunehmende Verbreitung der Thermographen erleichtert wohl in hohem Grade die Bestimmung des Temperaturganges zu allen Tageszeiten, jedoch sind kleinere Stationen nicht mit solchen Instrumenten versehen. Wie bei den Barographen, ist der absolute Stand dieser Instrumente wegen ihrer Unstetigkeit häufig mit demjenigen eines guten Normal-Instruments zu vergleichen.

Das einfachste wäre nur einmal täglich abzulesen, z. B. um 8^h Abends, was ziemlich richtige Werte (für Mitteleuropa) geben würde (vgl.

oben S. 547). Genauere Resultate erhält man, wenn man das Mittel aus mehreren, zu bestimmten Zeiten am Tage angestellten, Beobachtungen nimmt. Beobachtungen in der Nacht werden aus Bequemlichkeitsrücksichten vermieden oder durch die Ablesung des Minimumthermometers ersetzt. Die gewöhnlichsten Kombinationen sind die folgenden:

$6^h a$, $2^h p$ und $10^h p$ oder $8^h a$, $2^h p$ und $9^h p$.
$7^h a$, $2^h p$ und $9^h p$ oder $7^h a$, $1^h p$ und $9^h p$.
$7^h a$, $2^h p$, $9^h p$ und $9^h p$ oder $8^h a$, $2^h p$, $10^h p$ und $10^h p$.
$8^h a$, $2^h p$, $8^h p$ und Min. oder $9^h p$, $3^h p$, $9^h p$ und Min.
$9^h a$, $9^h p$, Max. und Min. oder Max. und Min.

Zur Sicherheit vergleicht man die Ergebnisse dieser Beobachtungsmethode an einer naheliegenden grossen meteorologischen Station, die ungefähr gleiche klimatische Bedingungen hat, mit dem wirklichen Tagesmittel und erhält so ein kleines Korrektionsglied, welches man zu den betreffenden Mittelwerten zufügt.

Aus den Tagesmitteln berechnet man nachher Monatsmittel und aus diesen Jahresmittel. Wenn es auf grosse Genauigkeit ankommt, muss man in Rechnung ziehen, dass die bürgerlichen Monate nicht alle gleich lang sind und ihnen ein ihrer Länge proportionales Gewicht bei der Mittelnahme zuerteilen. In den allermeisten Fällen kann man aber diese umständliche Rechnung ohne merklichen Nachteil unterlassen.

Um zuverlässige Tages- und Monatsmittel zu erhalten, genügt es nicht, die Beobachtungen eines einzigen Jahres zusammenzustellen, sondern man muss aus sehr vielen Jahrgängen das Mittel nehmen. Um die Unsicherheit zu schätzen, möge angeführt werden, dass der wahrscheinliche Fehler der 118 jährigen Tagesmittel zu St. Petersburg für Januar 0,47°, für August nur 0,18° erreicht. Die entsprechenden Werte für das hundertjährige Monatsmittel zu Wien belaufen sich für den Winter auf 0,20°, für den Sommer auf 0,10°. Diese Fehler, die von unperiodischen Schwankungen herrühren (und deshalb für die Winterzeit grosse Werte annehmen), sind umgekehrt proportional der Quadratwurzel aus der Zahl der zum Mittelnehmen benutzten Jahrgänge. Für das Mittel aus 16 Jahren zu Wien ist das Monatsmittel für den Winter noch mit einem wahrscheinlichen Fehler von 0,5° behaftet.

Man thut deshalb am besten, wenn man nur kurze Beobachtungsperioden zur Verfügung hat, das Resultat derselben mit dem Resultat genau derselben Periode an einer so nahe wie möglich klimatisch und

geographisch ähnlich gelegenen Beobachtungsstation erster Klasse zu vergleichen.

Für tropische Stationen mit ihren sehr regelmässigen meteorologischen Verhältnissen ergiebt eine viel geringere Zahl von Beobachtungen genügend genaue Mittelwerte. So z. B. ist die Veränderlichkeit der Monatsmittel in den Tropen nur 0,3 gegen 2,3 in Nordrussland, 2,1 in Mittelrussland, 2,0 in Nordamerika, 1,6 in den nördlichen Ostalpen, 1,3 in England und Norddeutschland und 1,2 in den Südalpen und Italien. Unter Veränderlichkeit der Monatsmittel versteht man dabei die mittlere Differenz (abgesehen vom Vorzeichen) eines einzelnen Monatsmittels von dem generellen Monatsmittel, welches aus einer längeren Beobachtungsreihe (z. B. von 100 Jahren) hervorgeht. Die genannte Veränderlichkeit ist im Winter ungefähr doppelt so gross wie im Sommer.

Auch die Orte mit oceanischem Klima zeigen geringere Veränderlichkeit als diejenigen mit kontinentalem Klima auf gleicher Breite, wovon die erwähnten Daten einige Beispiele geben.

Der jährliche Gang der Temperatur. Die wirksamsten Faktoren, die den jährlichen Gang der Lufttemperatur bestimmen, sind die Schwankungen der Sonnenstrahlung, welche teils auf der geographischen Breite, teils auf der Bewölkung beruhen, weiter die mehr oder weniger maritime Lage und die Seehöhe.

Nach der geographischen Breite teilt man jede Erdhalbkugel in drei Zonen ein, die tropische, die gemässigte und die kalte. Die erste erstreckt sich vom Äquator zum Wendekreis ($23\frac{1}{2}^0$), die zweite von da bis zum Polarkreis ($66\frac{1}{2}^0$) und die dritte ist vom Polarkreis eingeschlossen.

Der Stand der Sonne ist in diesen drei Zonen sehr verschieden. Am Äquator geht die Sonne zweimal durch den Zenith (zu den Tag- und Nachtgleichszeiten) und zweimal erreicht sie ihren niedrigsten Stand ($66\frac{1}{2}^0$ Höhe) am Himmel (zu den Sonnenwendezeiten). Die Änderung in der Stärke der Sonnenstrahlung ist jedoch sehr gering (etwa 8 Proz., vgl. S. 510). Man hat deshalb daselbst eine sehr geringe Temperaturschwankung mit einer Tendenz zu zwei wenig ausgeprägten Maximis um die Äquinoctialzeiten. Durch Regenzeiten und andere störende klimatische Faktoren kann die genannte Regelmässigkeit verwischt werden, sodass nur ein einziges Wärmemaximum hervortritt.

Nach den Wendekreisen zu nähern sich die beiden Zeiten des Zenithdurchganges der Sonne immer mehr. Die beiden Maxima ver-

schmelzen miteinander. Die Jahresschwankung der Temperatur ist immer noch sehr gering.

Je nach dem ein doppeltes oder ein einfaches Jahresmaximum vorhanden ist, spricht man von äquatorialem bezw. tropischem Typus des Klimas.

In der gemässigten Zone werden die Temperaturschwankungen im Jahre immer grösser, je weiter man sich vom Äquator entfernt. Die Temperaturextreme werden von dem höchsten oder niedrigsten Stande der Sonne bestimmt. In den mittleren Teilen der gemässigten Zone treten wohl charakterisierte Übergangszeiten zwischen der wärmsten und der kältesten Jahreszeit auf, sodass man vier Jahreszeiten, Winter, Frühling, Sommer und Herbst, unterscheiden kann. Zu jeder derselben werden drei Monate gezählt, auf der nördlichen Halbkugel umfasst der Winter Dezember—Februar, der Sommer Juni—August, auf der südlichen Halbkugel ist es umgekehrt.

In der kalten Zone fällt die grösste Winterkälte wegen der langen Polarnacht und der sehr kurzen Tage nach derselben spät nach der Wintersonnenwende, das Temperaturmaximum liegt im Juli. Der Übergang von Winternacht zu Sommertag ist plötzlich und die beiden Übergangsjahreszeiten Frühling und Herbst verschwinden.

Je nach der Lage der betreffenden Orte zum Meere unterscheidet man in jeder der genannten Zonen kotinentales und oceanisches Klima mit verschiedenen Übergängen. Das oceanisehe Klima zeichnet sich durch geringe Temperaturschwankung und spätes Eintreten der Temperaturmaxima und Minima aus. In der gemässigten Zone erscheinen dieselben 1,5—2 Monate nach den Sonnenwenden bei oceanischem Klima, bei kontinentalem Klima dagegen ist die betreffende Zeit nur 0,8 Monate.

Als Beispiele mögen die Jahresschwankungen an folgenden Orten angeführt werden.

	Äquatorialer Typus.		Tropischer Typus.		Gemässigter Typus.			
					Subtropisch		Unter 50° n. Br.	
	Kontin.	Insular	Kontin.	Insular	Kontin.	Insular	Kontinental	
	Central-afrika	Batavia	Oberägypten	Honolulu	Bagdad	Bermudas	Prag	Kiachta
Breite	8,1° N.	6,2° S.	21,9° N.	21,3° N.	33,3° N.	32,3° N.	50,1° N.	50,4° N.
Länge	23,6° E.	106,8° E.	31,3° E.	157,9° W.	44,4° E.	64,7° W.	14,4° E.	106,5° E.
Höhe (m)	560	7	130	15	12	45	202	770
Jan.	23,0	*25,3*	*16,3*	*21,1*	*10,5*	16,9	*— 1,2*	*— 26,6*
Febr.	25,1	25,4	19,2	21,3	11,7	16,6	0,0	— 20,8
März	28,8	25,8	22,8	21,6	16,7	*16,5*	3,2	— 8,4

	Äquatorialer Typus.		Tropischer Typus.		Gemässigter Typus.			
					Subtropisch		Unter 50° n. Br.	
	Kontin.	Insular	Kontin.	Insular	Kontin.	Insular	Kontinental	
	Centralafrika	Batavia	Oberägypten	Honolulu	Bagdad	Bermudas	Prag	Kiachta
April	**29,6**	26,3	27,2	22,7	20,7	18,0	8,5	1,3
Mai	28,7	**26,4**	30,6	23,5	27,8	20,9	13,3	9,3
Juni	27,5	26,0	33,0	24,5	32,0	23,8	17,4	17,3
Juli	25,8	*25,7*	**34,1**	25,1	**33,8**	26,0	**19,3**	**19,1**
Aug.	*24,3*	25,9	33,1	**25,3**	33,7	**26,7**	18,5	16,5
Sept.	25,4	26,3	30,6	25,1	29,8	25,6	14,9	8,9
Okt.	**25,6**	**26,4**	28,4	24,7	24,7	23,0	9,3	0,0
Nov.	24,3	26,1	21,9	23,2	16,7	19,8	3,1	— 11,2
Dez.	*22,7*	25,6	18,2	21,9	11,4	17,6	— 0,4	— 19,3
Jahr	25,9	26,0	26,3	23,3	22,5	20,9	8,8	— 1,2
Jahres-Schwank.	6,9	1,1	17,8	4,2	23,3	10,2	20,5	45,7

	Gemässigter Typus				Polartypus		
	Unter 50° n. Br.		Unter 62° N.		Kontin.	Insular	
	W.-Küste	O.-Küste	Kontin.	Insular			
	Insular						
	Scilly, J.	Sachalin	Jakutsk	Thorshavn	Nord-Grönland Grinnelland	Eismeer bei Franz-Josephsland	Novaja Zemlja
Breite	49,9° N.	50,8° N.	62,0° N.	62,0° N.	82° N.	81° N.	72,8° N.
Länge	6,3° W.	142,1° E.	129,7° E.	6,7° W.	64° W.	72° E.	56° E.
Höhe (m)	30	55	100	9	—	—	—
Jan.	7,6	*— 18,0*	*— 42,9*	*3,2*	— 38,3	— 30,2	— 17,7
Febr.	*7,6*	— 15,0	— 37,2	3,4	*— 40,7*	*— 32,4*	*— 18,4*
März	7,8	— 9,0	— 23,7	*3,2*	— 33,8	— 27,4	*— 18,4*
April	9,3	— 0,5	— 9,4	5,5	— 25,4	— 21,9	— 13,6
Mai	11,4	5,2	4,6	7,2	— 9,9	— 8,7	— 4,9
Juni	14,4	10,4	14,7	9,7	0,3	— 1,3	1,1
Juli	16,0	15,7	**18,8**	**10,8**	**2,8**	**0,6**	**3,9**
Aug.	**16,2**	**16,8**	15,4	10,7	1,0	— 0,9	3,4
Sept.	14,8	12,0	5,7	9,3	— 9,2	— 6,7	— 0,7
Okt.	12,2	4,2	— 9,0	6,6	— 22,3	— 18,2	— 6,5
Nov.	9,8	— 5,3	— 29,6	4,8	— 30,8	— 25,8	— 14,9
Dez.	8,5	— 13,7	— 40,6	3,4	— 33,2	— 28,1	— 17,3
Jahr	11,3	0,2	— 11,1	6,5	— 20,0	— 16,8	— 8,7
Jahres-Schwank.	8,6	34,8	61,7	7,6	43,5	33,0	22,3

Sehr eigentümlich ist das Klima der Sibirischen Ostküste, welches gewissermaassen insular ist — z. B. in Bezug auf das späte Eintreten des Temperaturmaximums — aber in Bezug auf die niedere Jahrestemperatur und die beträchtliche Jahresschwankung sich dem kontinentalen Klima nähert. Dieses Klima, welches für die Ostküsten der nördlichen Breiten charakteristisch ist, beruht darauf, dass kalte eisführende Ströme längs

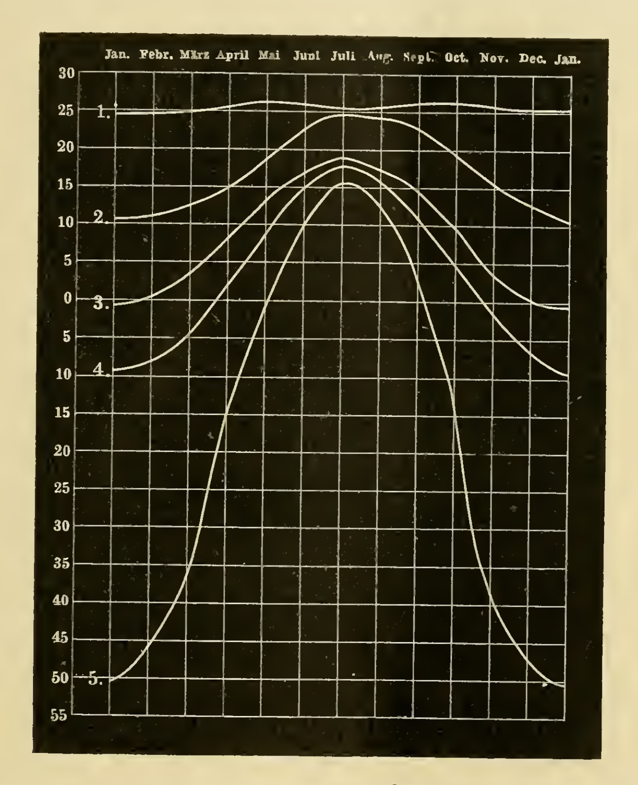


Fig. 176. Jährlicher Gang der Temperatur 1) zu St. Anns, Trinidad, 2) zu Palermo, 3) zu Berlin, 4) zu St. Petersburg, 5) zu Werchojansk, Ost-Sibirien.

der Küste verlaufen. Im Winter ist das Meer weit hinaus mit Eis bedeckt, was die Wirkung stark herabsetzt, die sich sonst als Mässigung des Klimas und Verspätung des Temperaturminimums zeigt. Der kalte Meeresstrom bringt auch die grosse Kälte mit. Im Sommer tritt bei offenem Meer das Meeresklima in der Verspätung des Temperaturmaximums hervor.

Eine graphische Darstellung der Veränderlichkeit der Lufttemperatur mit zunehmender Breite und Kontinentalität giebt Fig. 176. Die

oberste Kurve giebt den Temperaturgang zu S. Anns auf Trinidad (10,2° n. Br. 61,5° w. L. v. Gr.), welches ein ausgeprägtes oceanisches Klima von äquatorialem Typus besitzt. Kurve 2 giebt den Temperaturgang zu Palermo (38,2° n. Br., 13,3° E. L. v. Gr.) mit einem weniger ausgeprägt insularen Klima subtropischer Natur. Kurve 3 giebt die entsprechende Schwankung für Berlin (52,5° n. Br., 13,3° E. L.) mit einem Mittelding von insularem und kontinentalem Klima. Kurve 4 gilt für St. Petersburg (59,9° n. Br., 30° E. L.) mit einem mässig kontinentalen Klima und Kurve 5 für Werchojansk (67,8° n. Br., 133,8° E. L.)

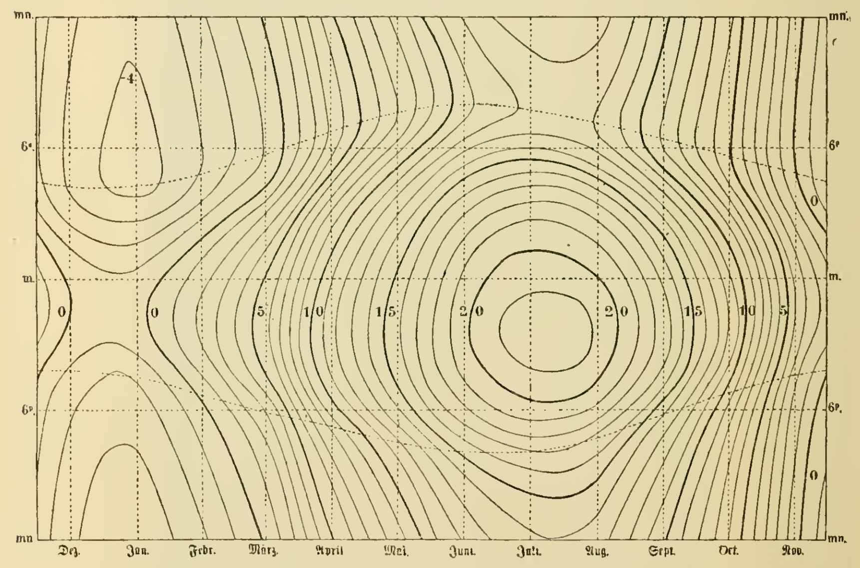


Fig. 177. Temperatur-Isoplethen für München nach Erk.

mit einem excessiven Kontinentalklima der kalten Zone (an der Grenze der gemässigten).

Zur Versinnlichung der Tages- und Jahresschwankungen der Temperatur hat Erk Liniensysteme konstruiert, die Thermoisoplethen genannt werden. Fig. 177 giebt die Thermoisoplethen für München wieder. Als Abscissenachse ist die Jahreszeit, als Ordinate die Tageszeit gewählt. Die Linien verbinden Punkte von gleicher Temperatur. Um z. B. die mittlere Temperatur um $2^h\ 30^m\ p$ am 16. April zu München zu finden, hat man eine senkrechte Gerade durch den Mittelpunkt zwischen den mit 1. April und 1. Mai bezeichneten Punkten der Abscissenachse zu ziehen. Diese Gerade schneidet eine in der Mitte zwischen den mit

$2^h p$ und $3^h p$ gezogenen horizontale Gerade. Die gesuchte Temperatur ist am Schnittpunkt angegeben (in diesem Fall 11,0° C.).

Die Thermoisoplethen gestatten sehr genau und kompendiös die Temperaturverhältnisse eines Ortes darzustellen.

Verteilung der Temperatur auf der Erdoberfläche. Die ältesten Temperaturmessungen von meteorologischer Bedeutung rühren von der italienischen Accademia del Cimento in Florenz her und datieren aus der Mitte des 17. Jahrhunderts. Von der Mitte des 18. Jahrhunderts an liegen mehrere Reihen von Temperaturbeobachtungen aus den grösseren Städten Europas vor (aus Berlin schon von 1719 an). Sehr förderlich für unsere klimatischen Kenntnisse war die Arbeit der Mannheimer Akademie von 1781 ab, welche ein Beobachtungsnetz mit 37 Stationen in Europa, einer in Grönland und zwei in Nordamerika einrichtete.

Nach dieser Zeit hat im vergangenen Jahrhundert das Beobachtungsmaterial riesig zugenommen. Um dasselbe graphisch darzustellen, zeichnete 1817 Humboldt die erste Isothermenkarte, in welcher Orte mit gleicher Temperatur durch Linien, sogenannte Isothermen, verbunden sind. Die neuesten Isothermen sind von Buchan und Hann gezeichnet. Fig. 178 giebt die Jahresisothermen nach Hann wieder, welche die mittlere Jahrestemperatur repräsentieren.

Da die Temperatur stark mit zunehmender Meereshöhe abnimmt, so wäre es beinahe unmöglich, für ein gebirgiges Land eine Isothermenkarte, ausser in sehr grossem Maassstab, zu zeichnen. Die Isothermen würden daselbst der Hauptsache nach wie die Linien gleicher Seehöhe (Isohypsen) verlaufen und wären demnach wenig über den Temperaturverlauf belehrend. Um dieser Schwierigkeit zu entgehen, korrigiert man die beobachteten Temperaturen so, dass sie für die Seehöhe Null gelten sollen. Dies geschieht dadurch, dass man zur beobachteten Temperatur fünfmal so viele Grad Celsius addiert, wie die Seehöhe des Ortes in Kilometern beträgt. Ist z. B. die beobachtete Temperatur eines 300 m über dem Meere belegenen Ortes 7,2° C., so ist die in die Isothermenkarte einzutragende Temperatur $7{,}2^0 + 5 \cdot 0{,}3 = 8{,}7^0$ C. Es ist dann leicht, aus der Isothermenkarte die wirkliche Temperatur eines Ortes zu ersehen, indem man die Korrektion von der auf der Karte angegebenen Temperatur abzieht.

Bei der Konstruktion der Isothermen empfiehlt es sich, die Temperatur von all zu hoch, besonders auf steileren Erhebungen, gelegenen Orten nicht zu verwenden. Die Gründe dafür werden später gegeben.

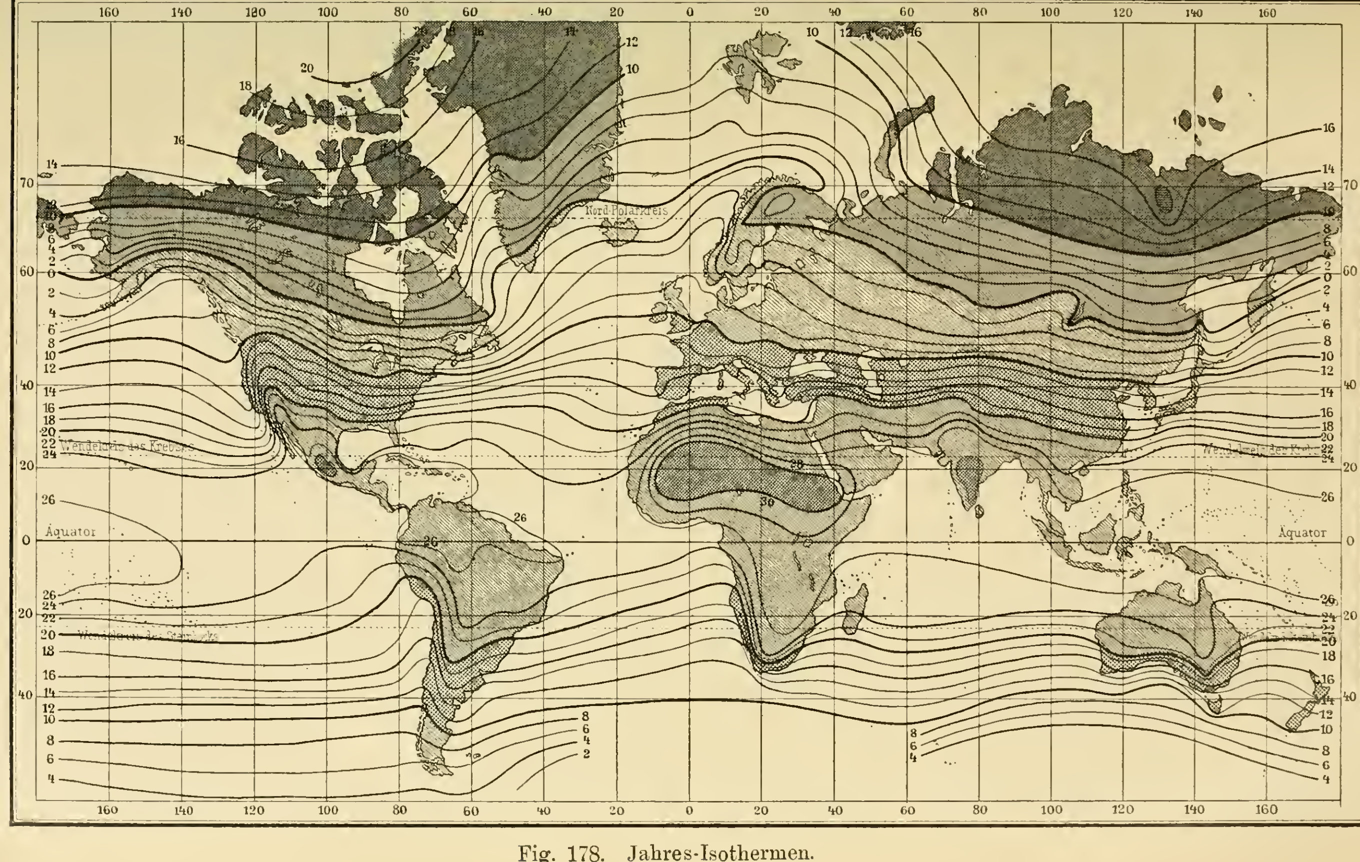


Fig. 178. Jahres-Isothermen.

Ausserdem dürfen nicht sogenannte Stadttemperaturen mitgenommen werden, da die in der Nähe von Häuserkomplexen beobachteten Temperaturen wegen der Strahlung der Häuserwände nicht unbedeutend höher sind als die auf freiem Felde aufgezeichneten. Die betreffende Differenz beträgt beispielsweise für Paris im Mittel 1,1° C. und ist am grössten am Abend und am Morgen, beinahe Null zur Mittagszeit.

Um eine Vorstellung von der jährlichen Veränderung der Temperatur an verschiedenen Orten zu geben, hat man (zuerst Dove 1852) Isothermenkarten für die verschiedenen Monate des Jahres konstruiert. Die wichtigsten dieser Karten sind diejenigen für die Monate mit extremen Temperaturen, nämlich Januar (Wintermitte der nördlichen Halbkugel) und Juli (Sommermitte der nördlichen Halbkugel). Die Karten für diese beiden Monate sind in Figg. 179 und 180 nach Hann wiedergegeben.

Diese Karten zeigen besser wie alle Beschreibungen die Wärmeverteilung über der Erdoberfläche.

Die auffallendsten Erscheinungen auf der Jahresisothermenkarte sind die folgenden.

In höheren Breiten (über 40° Br.) erhöhen die Meere die mittlere Temperatur sehr bedeutend. Dies gilt besonders für die Westküsten der Kontinente. In niedrigeren Breiten (besonders auf der südlichen Halbkugel) erniedrigen dagegen die Meere die Mitteltemperatur.

Auf der nördlichen Halbkugel giebt es zwei Gegenden der grössten Kälte, sogenannte Kältepole, eine in Ostasien unter dem Polarkreis mit — 17° und eine in Nordgrönland mit — 20° C.

Der Wärmepol liegt in Centralafrika, nördlich vom Äquator mit einer Mitteltemperatur von + 30° C.

Die Januarisothermen verlaufen zum grossen Teil den Küsten nahezu parallel. Besonders verläuft die Nullgrad-Isotherme längs der norwegischen Küste hinunter zum Bodensee in nahezu nord-südlicher Richtung und durchaus nicht parallel mit den Breitekreisen. Einen ähnlichen Verlauf hat die Isotherme von — 16° C. in Ostrussland. Der Kältepol in Nordostasien (— 48° C.) ist sehr stark ausgeprägt. Auf der südlichen Halbkugel liegen Wärmecentra über dem südamerikanischen, südafrikanischen und australischen Kontinente.

Die Juli-Isothermen verlaufen viel mehr parallel den Breitenkreisen. Der Einfluss der Küsten auf den Gang der Isothermen macht sich auch hier geltend, indem im Innern der Kontinente auf der nördlichen Halbkugel Wärmemaxima liegen. (Am stärksten ist diese Eigentümlichkeit längs der Nordküste des Stillen Oceans entwickelt).

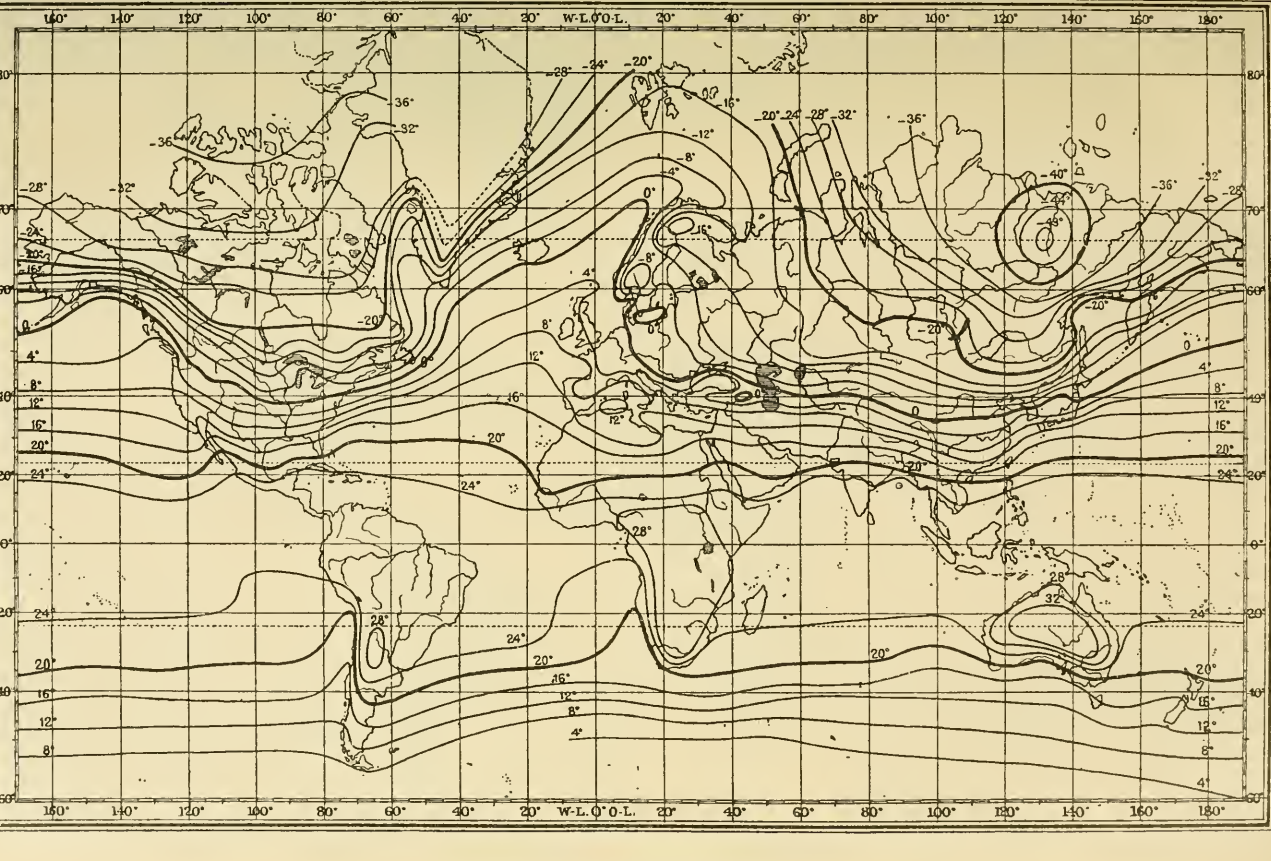


Fig. 179. Januar-Isothermen.

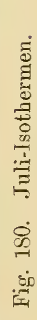


Fig. 180. Juli-Isothermen.

Wie oben erwähnt (S. 512) berechnete Dove die mittlere Temperatur für jeden 10. Parallelkreis. In neuerer Zeit haben Spitaler aus Hanns Karten und Batchelder aus Buchans Karten ähnliche Berechnungen abgeleitet. Man kann mit Hilfe dieser Werte die Abweichung der Temperatur eines gegebenen Ortes von der für seinen Breitegrad giltigen Temperatur ermitteln.

Diese Abweichung wird die Temperaturanomalie des betreffenden Ortes genannt. Verbindet man nun auf einer Karte Punkte, welche durch gleiche Anomalie charakterisiert sind, so erhält man Linien, die Isanomalen genannt werden. Man hat (Dove 1852) solche für das Jahr und für die verschiedenen Monate, besonders Januar und Juli, konstruiert (vgl. Figg. 181—183). Sie sind zur Ermittelung der Temperatur eines Ortes sehr bequem.

Figur 181 zeigt die Isanomalenkarte für das ganze Jahr (nach Köppen). Wie man daraus ersieht, kommt die grösste Anomalie (+ 12° C.) an der Nordwestküste von Norwegen vor. Ganz Europa (mit Grönland), sowie Vorderasien und Indien und ganz Afrika, ein Stück längs der südlichen Westküste ausgenommen, sind zu hoch temperiert. Einen bedeutenden Wärmeüberschuss zeigt auch die Westküste von Nordamerika. Australien und Südamerika mit Ausnahme der Nord- und Westküste zeigen etwas positive Anomalie. Die stärkste negative Anomalie (— 8° C. in der Nähe des ostasiatischen Kältepoles) kommt in Ostasien vor. Der östliche und nördliche Teil von Nordamerika haben auch eine recht grosse negative Anomalie. Kleinere negativ anomale Gebiete liegen an den Westküsten von Südafrika und Südamerika.

Klimaveränderungen. Es ist von vielen Seiten die wichtige Frage, ob das Klima sich mit der Zeit verbessert oder verschlechtert hat, diskutiert worden. Leider sind genaue Temperaturmessungen erst seit so kurzer Zeit angestellt worden, dass aus ihnen keine Schlüsse für längere Zeit gezogen werden können. Dove schloss aus der Temperaturreihe für Berlin, dass die mittlere Temperatur um die Mitte des 19. Jahrhunderts nicht 0,01° C. von dem Mittel aus den Beobachtungen seit 1719 abwich. Glaisher glaubte eine allmähliche Zunahme der Temperatur für London nachweisen zu können, sein Resulat scheint nur auf der Ausbreitung der Stadt beruht zu haben. Wild untersuchte die Variation der Temperatur zu Petersburg und fand, dass sie in den Jahren 1752—1879 sich nicht stetig verändert hatte. Dagegen kamen abwechselnde kältere und wärmere Zeitabschnitte mit Schwankungen von 1—2° C. in Perioden von etwa 23 Jahren vor.

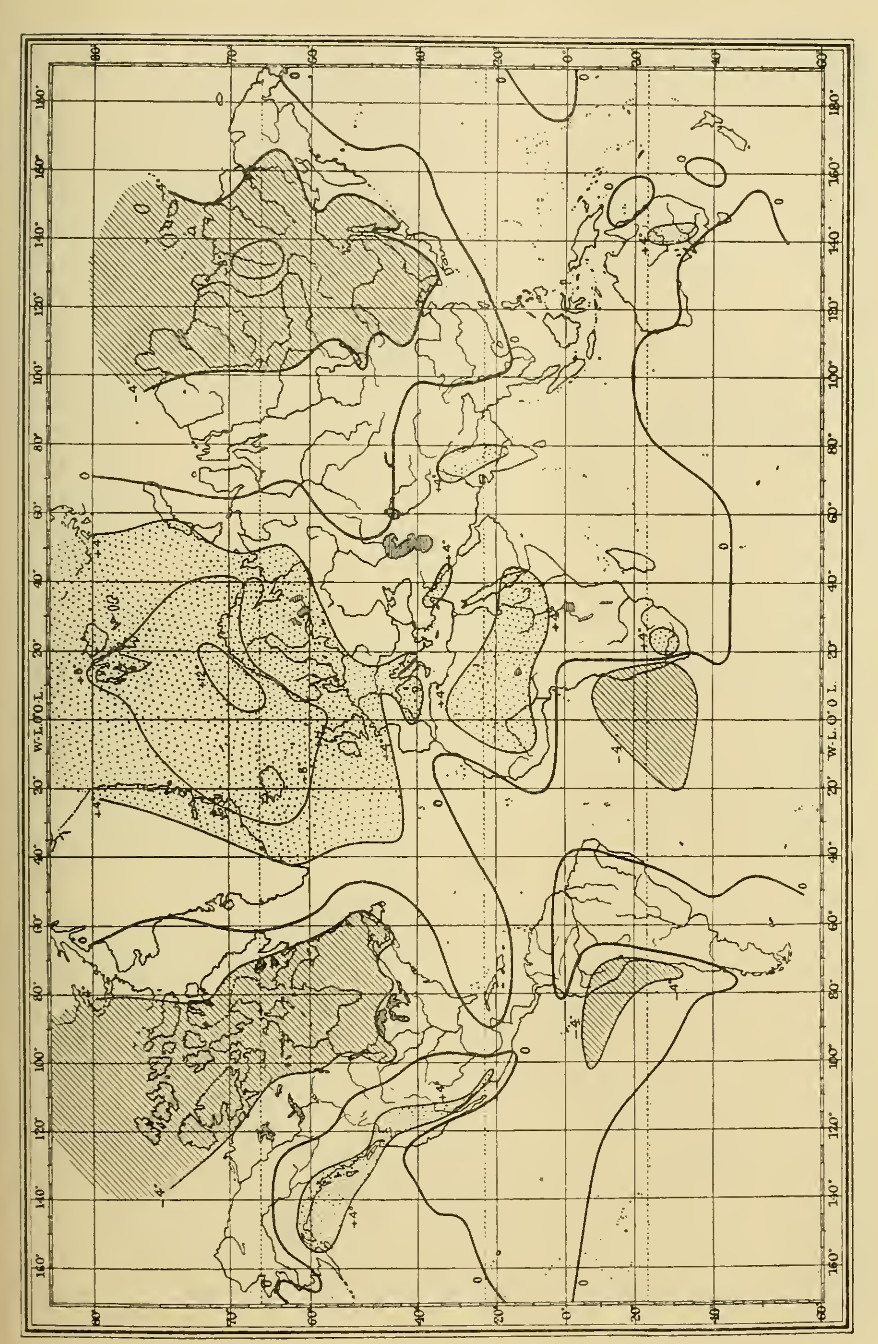


Fig. 181. Temperatur-Isanomalen des Jahres.

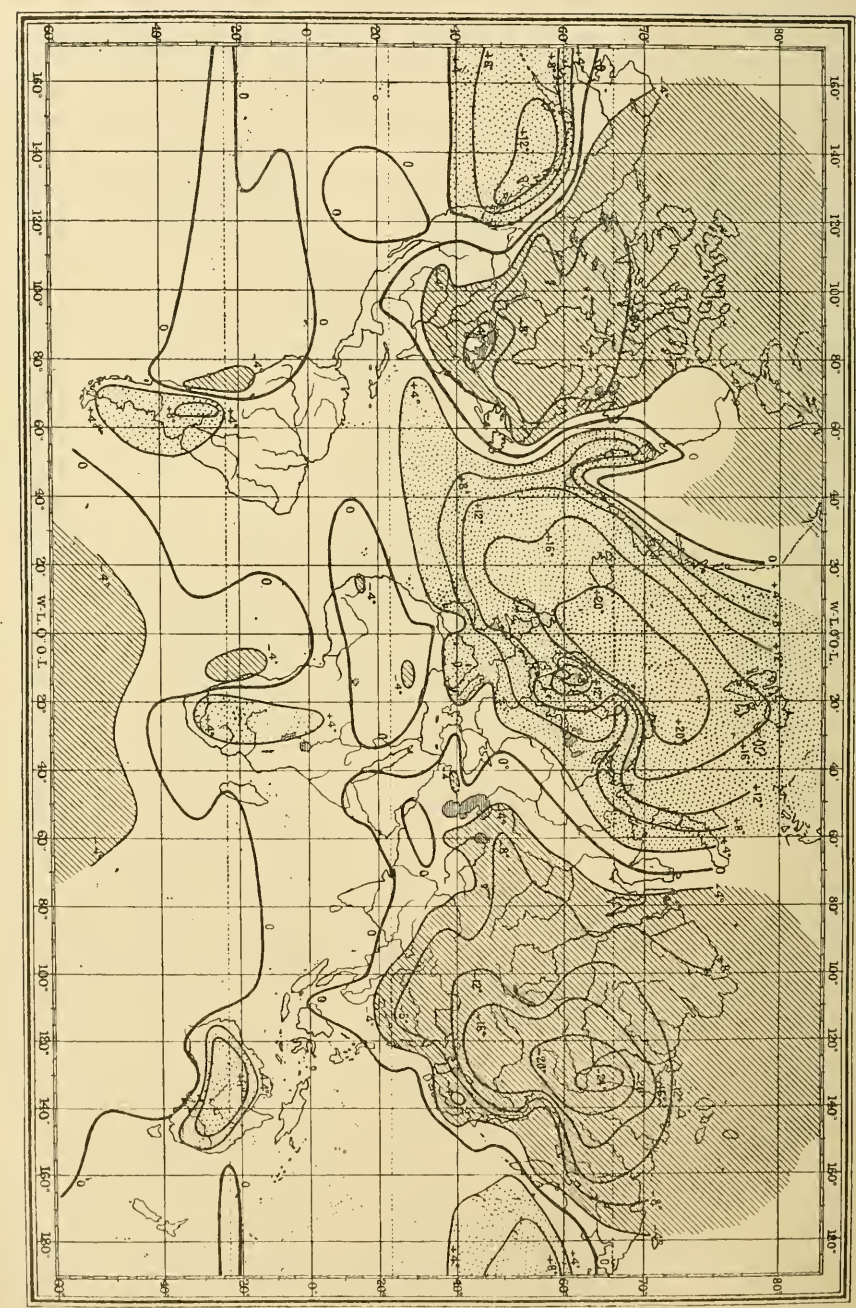


Fig. 182. Temperatur-Isanomalen des Januars.

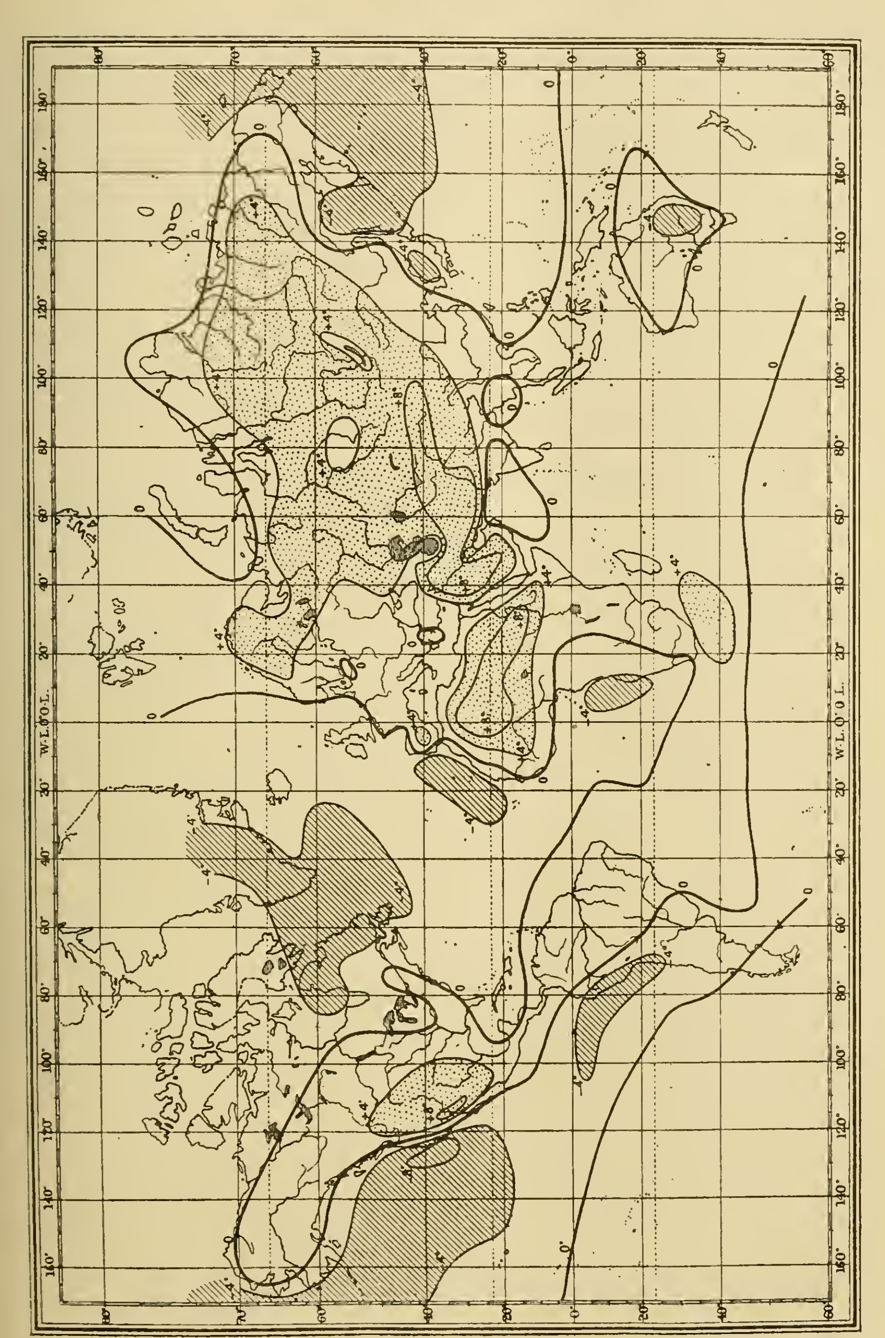


Fig. 183. Temperatur-Isanomalen des Juli.

Zu ähnlichen Schlüssen gelangte Rizzo bei der Diskussion der 138jährigen Temperaturangaben für Turin. Er schloss auf kürzere Perioden von etwa 19 Jahren Länge.

Auch die Temperaturaufzeichnungen von Amerika geben keine stetige Veränderung an.

An der anderen Seite giebt Willaume-Jantzen an, dass in den letzten 110 Jahren zu Kopenhagen die Winter etwas milder, die Sommer etwas kühler geworden sind. Etwas ähnliches hat Buchan für Schottland gefunden.

In Schweden ist im vergangenen Jahrhundert nach Ekholms Berechnungen der Januar um etwa 1° wärmer, Juli und August etwas kühler geworden (in Lund um etwa 0,5°), wogegen das Jahresmittel unverändert geblieben ist.

Um Schlüsse betreffs klimatischer Veränderungen von längerer Dauer zu ziehen, müssen wir andere Umstände, die mit der Eisbedeckung der Seen, der Dauer der Schneebedeckung, der Ausdehnung der Gletscher, pflanzen- und tiergeographischen Daten zusammenhängen, in Betracht ziehen.

Zunächst ist es durch die Untersuchungen von Pflanzengeographen (Hedström und Andersson) nachgewiesen, dass in prähistorischer, aber nicht all zu weit von der unsrigen entfernter Zeit (vor etwa 10000 Jahren) die Haselnuss in Schweden an Stellen vorkam, wo die mittlere Temperatur jetzt um etwa 2° C. niedriger ist als an ihren nördlichsten jetzigen Fundorten. Die Sommertemperatur, welche damals die Nüsse zur Reife brachte, muss deshalb die jetzige Sommertemperatur um etwa 2° C. übertroffen haben. Zu ähnlichen Schlüssen wird man aus dem prähistorischen Vorkommen der Seenuss (Trapa natans) in Mittelschweden und Südfinnland geführt. Diese Pflanze kommt jetzt nur noch als Relictform in einem See (Immeln) im südlichsten Schweden lebend vor

Aus prähistorischen Funden aus Mitteleuropa, die aus dem paläolitischen Steinalter stammen, hat Nehring schliessen können, dass die damals lebende Fauna einen vollkommenen Steppenhabitus besass. Nach diesen Funden, welche etwa vom Ende der grossen Eiszeit (vor etwa 50000 Jahren) herrühren, war das damalige Klima Mitteleuropas nicht nur viel kühler, sondern auch viel trockner (mehr kontinental) wie das jetzige, ungefähr dem jetzigen Klima Sibiriens entsprechend.

Aus Tycho Brahes auf der Insel Hven in Öresund geführtem Tagebuch geht es hervor, dass zu seiner Zeit (1582—1597) mehr Schneetage daselbst im Spätwinter vorkamen wie jetzt. So waren damals von den

Tagen mit Niederschlag 75 Proz. im Februar und 63 Proz. im März durch Schneefall gekennzeichnet, während die jetzigen Ziffern 53 bezw. 46 Proz. sind. Der Spätwinter müsste demnach damals kühler als jetzt gewesen sein.

Auf denselben Umstand deuten die Aufzeichnungen der alten Chroniken. Die Ostsee war im Mittelalter mehreremal so stark zugefroren, dass man über sie von Schweden nach den Ostseeprovinzen (1399, 1418, 1423—24, 1426, in den letzten Fällen ritt man auf dem Eis zwischen Danzig und Lübeck, auf welcher Route Herbergen eingerichtet waren, 1459—60 und 1545) oder (1306, 1324, 1453 und 1573) von Dänemark nach Pommern reiten konnte. 1636 war die Ostsee zum letzenmal zwischen Schonen und Bornholm zugefroren.

Sogar die Nordsee zwischen Norwegen und Dänemark war bisweilen im Mittelalter (1048, 1224—25, 1294, 1394, 1399, 1407—8, 1423—24) so stark zugefroren, dass sie befahren werden konnte (im Jahre 1294 ritt man von Norwegen nach Dänemark übers Eis).

Auch von dem Schwarzen Meer erzählen die alten Chroniken, dass es im Mittelalter mehreremal stark eisbedeckt war (so in den Jahren 401, 673, 763 und 800—801); in den Jahren 1608 und 1621 war der Bosporus eisbedeckt, was jetzt nicht mehr vorkommt. Im Jahre 250 lag das Eis auf der Themse 9 Wochen hindurch.

Das Eis des Adriatischen Meeres war im Winter 859—60 befahrbar, im Jahre 1234 konnte das Eis um Venedig mit schweren Fuhrwerken befahren werden. In den Jahren 1216, 1234 und 1334—35 froren Po und andere italienische Flüsse zu.

Alles deutet demnach darauf, dass die Winter, besonders in Nordwesteuropa im Mittelalter kälter waren als jetzt.

Andererseits giebt es auch Anzeichen dafür, dass die Sommer damals wärmer waren als jetzt. Im Mittelalter wurde die Traube in Gegenden von Frankreich (Normandie) und Deutschland (bei Marienburg) und sogar England gebaut und trinkbarer Wein daraus bereitet, wo dies jetzt absolut undenkbar ist. Dieser Umstand ist häufig so gedeutet worden, dass bei den damaligen primitiven Kommunikationen der heimische schlechte Landwein nicht mit dem Import besserer Weine zu konkurrieren hatte und deshalb getrunken wurde. Dagegen möge angeführt werden, dass der Pariser-Wein im Mittelalter am Tisch des Königs von Frankreich getrunken wurde.

Auf Hven fiel zu Tycho Brahes Zeit das Regenmaximum in den Juli, jetzt in den August. Das Gewittermaximum fiel damals in den Juni,

jetzt in den Juli. Beide Erscheinungen sprechen für stärker kontinentales Klima in älteren Zeiten. Der Sommer war also damals ohne Zweifel wärmer. Die mittlere Temperatur war wohl dieselbe wie jetzt, da der letzte Frühlingsfrost und der erste Herbstfrost damals nur um 1 Tag früher als jetzt eintrafen.

Die Temperatur des Februars war dagegen um 1,4° und diejenige des März um 1,0° kälter als jetzt (alles nach Ekholms Berechnungen).

Dufour giebt eine Übersicht über das Datum der Weinlese in einigen schweizerischen Landschaften seit dem 15. Jahrhundert. Aus derselben geht hervor, dass bis zum Ende des 18. Jahrhunderts die mittlere Zeit der Weinlese daselbst immer später gekommen ist. Seitdem ist sie etwas zurückgewandert, ohne jedoch ihren alten Stand wieder zu erreichen. Dufour bemüht sich, zu beweisen, dass bis Ende des 18. Jahrhunderts dieselbe Rebe an denselben Orten gebaut worden ist. Dies deutet auf eine allmähliche Abnahme der Sommerhitze vom Mittelalter bis etwa 1800.

Ferner ist die Waldgrenze auf den Schweizer Bergen zurückgegangen. Nach Dufour findet man hoch (bis mehrere hundert Fuss) über der jetzigen Waldesgrenze alte abgestorbene Stämme und Wurzeln. Man hat dieses Zurückweichen des Waldes als ein Werk der Menschen und der Viehherden, welche ihre Weideplätze oberhalb der Waldgrenze haben, zu erklären versucht. Diese Erklärung passt aber keineswegs auf die Verhältnisse in Nordschweden, wo die Waldgrenze auf den Felsenhöhen seit langer Zeit zurückweicht. Auch das braucht nicht in einem Rückgang der Mitteltemperatur, sondern vielmehr in einer Erniedrigung der Sommertemperatur seinen Grund zu haben. In Nordasien kommen nämlich grosse Waldungen bei viel niedrigerer Mitteltemperatur aber höherer Sommertemperatur vor.

Schliesslich mögen die Verhältnisse in arktischen Gegenden, vornehmlich auf Grönland, angeführt werden. Die blühenden normannischen Kolonien an der Südküste Grönlands wurden durch Eis von der Civilisation abgesperrt und starben gänzlich aus. Daselbst wurde anfangs bedeutende Viehzucht getrieben, die jetzt stark zurückgegangen ist. Erst in neuester Zeit hat man durch energische Versuche Zutritt zu dieser Küste durchs Eis gefunden. Früher unbekannte Eskimostämme wurden dabei entdeckt, aber auch mehrere Ruinen, welche andeuten, dass die Gegend früher viel stärker bebaut war. Auch an der Westküste von Grönland ist die Bevölkerung zurückgegangen. Egede fand da im Jahre 1723 30000 Einwohner, Giesecke 1813 nur 6583.

Nach Hassert's Angaben lebten die Eskimos in alten Zeiten viel nördlicher als jetzt in dem amerikanischen Polar-Archipel und in Grönland, nämlich nördlich vom 75. Breitegrad und bei Kennedy's Kanal zwischen Grantland und Grönland sogar bis zum 82. Breitegrad. Vermutlich war es die Kälte, welche die Eskimos in historischer Zeit nach Süden trieb, wo sie die früher blühenden norwegischen Kolonien zu Grunde richteten. Auch die neusibirischen Inseln waren in alten Zeiten bewohnt.

In Island sind die Wälder und der Ackerbau des Mittelalters verschwunden, die damals reiche, jetzt verarmte Bevölkerung ist auf die Hälfte zurückgegangen. Der kalte Polarstrom mit seinen Eisbergen nahm in den vergangenen Jahrhunderten stark zu (nach Egedes Bericht von 1770—78 nahmen die Eisberge jedes Jahr merklich zu).

Es möge übrigens an das starke Vorschreiten der Gletscher, vornehmlich in Norwegen und arktischen Ländern, erinnert werden und besonders an ihre starke Entwickelung in der Mitte des 18. Jahrhunderts (vgl. S. 397).

Alles das kann so aufgefasst werden, dass hauptsächlich in Nordwesteuropa, aber auch in den anderen westlichen Teilen unseres Weltteils mit der Zeit die Winter milder und feuchter und die Sommer kühler geworden sind. Das Klima ist sozusagen mehr insular geworden als in alten Zeiten. Auf Island und Grönland ist es kälter geworden.

Nach Ekholm beruht diese Klimaänderung teilweise darauf, dass seit etwa 9000 Jahren die Neigung der Erdachse gegen die Ekliptik immer grösser wird. Stünde die Erdachse senkrecht auf der Ekliptik, so würde der Pol gar keine Wärme von der Sonne erhalten, während jetzt eine bestimmte Bodenfläche (mit überlagernder Luft) am Pol etwa 42 Proz. der Wärmemenge erhält, die auf ein gleich grosses Flächenstück am Äquator fällt. Je grösser die Neigung der Ekliptik gegen die Äquatorialebene wird, um so bedeutender wird auch die Sonnenstrahlung gegen den Pol. Dasselbe gilt auch für die polaren Gegenden bis etwa zum 45. Breitegrad. Dagegen erhalten die Äquatorialgegenden bei steigender Neigung der Ekliptik weniger Wärme. Wie leicht ersichtlich, kommt die erhöhte Bestrahlung der cirkumpolaren Gegenden auf das Sommerhalbjahr, während im Gegenteil die Bestrahlung im Winterhalbjahr etwas vermindert wird. Vor 9100 Jahren war nach Ekholms Berechnungen die Temperatur um folgende Anzahl Grade höher als jetzt.

Geogr. Breite	0	30	50	60	70	80	90°
April—Sept.	0,2	— 1,2	— 1,0	— 1,1	0,0	0	0° C.
Okt.—März	— 0,2	+ 0,5	+ 1,1	+ 1,4	+ 2,4	+ 3,0	+ 3,2° C.
Jahr	— 0,2	— 0,35	+ 0,05	+ 0,15	+ 1,2	+ 1,5	+ 1,6° C.

Damals ging die Neigung der Erdachse gegen die Ekliptik durch ein Minimum (vgl. S. 275)

Bei erhöhter Neigung der Ekliptik wird also die Temperaturschwankung im Jahr grösser, und in nahe beim Pol gelegenen Gegenden der Sommer wärmer, der Winter kälter. Diese Verhältnisse sind wiederum weniger günstig für die Gletscherbildung.

Diese Ursache kann aber seit dem Mittelalter nicht die oben geschilderten Veränderungen hervorgebracht haben. Sie wirkt viel langsamer, wenn auch in derselben Richtung.

Es ist jedenfalls beruhigend zu wissen, dass die Gletscher in aller jüngster Zeit etwas im Zurückschreiten begriffen sind, was vielleicht auf der stetig wachsenden Kohlenverbrennung beruht (vgl. S. 478). Nähere Untersuchungen über diese äusserst interessanten Fragen werden hoffentlich unsere mangelhaften Kenntnisse derselben ausbauen.

Klimaschwankungen von kurzer Dauer und verschiedenen Periodenlängen sind von vielen Forschern nachgewiesen. Oben ist schon von dem Einfluss der Sonnenfleckenperiode die Rede gewesen (vgl. S. 140).

Eine andere Periode, die viel Interesse auf sich gezogen hat, ist die von Brückner aufgefundene 35jährige. Er zeigte nämlich, dass der Wasserstand im Kaspischen Meere Perioden von 34—36 Jahren Länge hat. Maximalstände des Wassers traten in den Jahren 1847 und 1878 ein. Er untersuchte danach den Wasserstand anderer abflussloser Seen und der Flüsse selbst. Er fand dabei dieselbe Periodizität mit Maxima in den Jahren 1820, 1850 und 1880, dagegen Minima 1795, 1833 und 1863. Auch die Aufzeichnungen über den Niederschlag zeigen trockene Perioden 1831—1840 und 1856—1870, dagegen nasse Perioden 1841—1855 und 1871—1885. Dies gilt für die Binnenländer, für die Küstenstriche ist es umgekehrt.

Auch mit den Barometerständen hat Brückner seine Perioden in Zusammenhang gebracht. Es fällt im allgemeinen bei tiefem Luftdruck reichlicherer Niederschlag als bei hohem. Das Barometer stand über Europa in den Jahren 1830 und 1860 relativ hoch, dagegen relativ niedrig 1841—1855 und 1880. Über dem Atlantischen Ocean waren die Luftdruckverhältnisse umgekehrt.

Die Schwankung der Niederschlagsmenge in den Binnenländern betrug nach dieser Periode nicht weniger als 24 Proz.

Diese Periode tritt auch in den Temperaturaufnahmen hervor. Bei viel Niederschlag (Bewölkung) tritt nämlich niedere Temperatur als Begleiterscheinung auf. Brückner fand folgende mittlere Temperaturabweichungen vom Mittel für die ganze Erde:

1736—40	1746—50	1766—70	1791—92	1811—15
— 0,4°	+ 0,4°	— 0,4°	+ 0,5°	— 0,5°
1821—26	1836—40	1851—55	1866—70	1881—85
+ 0,6°	— 0,4°	+ 0,1°	+ 0,1°	— 0,1°

Auch die Dauer der Eisbedeckung der Flüsse und die Weinlesezeit hat Brückner in seine Untersuchungen einbezogen. Für diese Erscheinungen liegen viel ältere Beobachtungsreihen vor. Er fand aus denselben ebenfalls eine Periodenlänge von etwa 35 Jahren.

Richter hat die Ausdehnung der Alpengletscher nach der Periode von Brückner untersucht und gute Übereinstimmung gefunden. Dieselbe sollte nach allen diesen Daten durch folgende Maximal- und Minimalgebiete charakterisiert sein:

Kalt—feucht	1700	1740	1775	1815	1845	1880
Warm—trocken	1720	1760	1795	1830	1860	1895

Obgleich es sich hier in Bezug auf die Temperatur nur um geringe Differenzen handelt, so sind sie doch von grösster Bedeutung, sobald sie sicher konstatiert werden. Brückners Angabe, dass zuweilen zwei 35-Jahrsperioden ineinander verschmelzen und somit in eine 70jährige Periode übergehen, sowie Richters entsprechende Äusserung, dass manchmal die nach der Periode zu erwartende Änderung der Gletschergrössen nur schwach angedeutet ist, sodass scheinbar eine doppelt so lange Periode daraus hervorgeht, scheinen anzudeuten, dass zur endgültigen Beurteilung der 35jährigen Periode noch viel Material gesammelt werden musste. Hann hat in jüngster Zeit dies gethan, er bestätigte dabei in der Hauptsache Brückners Resultate, die Periodenlänge scheint recht veränderlich zu sein.

Die Ursache dieser Periode ist noch unbekannt, W. Lockyer will eine ähnliche Periode bei den Sonnenflecken gefunden haben.

Eine andere Periode von sehr kurzer Dauer, nämlich eine Abwechselung von lang- und kurzdauernden Wintern alle zwei Jahre hat

Woeikoff nachgewiesen. Folgende Tabelle zeigt die Temperaturschwankungen in den letzten Jahren zu Örebro, Mittelschweden.

Temperatur im Januar zu Örebro.

1859	61	63	65	67	69	71	73	75	77	79	81
+ 0,4	— 8,5	+ 0,7	— 3,2	— 10,7	— 2,3	— 6,2	+ 1,8	— 10,0	— 6,2	— 6,6	— 7,8

1860	62	64	66	68	70	72	74	76	78	80
— 2,8	— 6,6	— 3,7	+ 1,5	— 5,6	— 1,6	+ 0,1	+ 1,7	— 3,5	— 3,0	— 3,3

1883	85	87	89	91	93	95	97	99	1901	Mittel
— 4,7	— 5,5	— 1,7	— 1,2	— 6,5	— 9,1	— 7,3	— 6,1	— 4,9	— 3,8	— 5,0

1882	84	86	88	90	92	94	96	98	1900	02	Mittel
+ 1,5	— 1,2	— 3,6	— 3,9	+ 0,8	— 6,3	— 1,6	— 3,0	+ 0,6	— 3,8	— 0,5	— 2,2

Obgleich einige Abweichungen vorkommen, ist die beobachtete Regelmässigkeit sehr auffallend. Die meisten ungeraden Jahre haben eine niedrigere Temperatur als das Mittel, — 3,6, die geraden Jahre dagegen eine höhere. Dass diese Regelmässigkeit nicht ganz allgemeiner Natur ist, erhellt daraus, dass zu Stockholm, während in den Jahren 1859 bis 1900 die Januartemperatur der geraden Jahre (4,1), diejenige der ungeraden (2,0) um nicht weniger als 2,1° C. (gegen 2,8 zu Örebro) überstieg, der Unterschied für die Jahre 1799—1828, ebenso wie für die Jahre 1829 bis 1858 in umgekehrter Richtung ausfiel, sodass der Januar in den geraden Jahren um 0,4° höher war (mittlere Temperatur — 4,6 bezw. — 4,3) als in den ungeraden (mittlere Temperatur — 4,2 bezw. — 3,9). Die Einwirkung dieser Periode auf die Schnee- und Eisverhältnisse ist oben berührt worden (vgl. S. 414).

Wie Pettersson nachgewiesen hat, hängt diese Eigentümlichkeit mit einem wechselnden Anschwellen des östlichen, Europas Küste bespülenden, Teiles des Golfstroms zusammen. Wenn der östliche Zweig des Golfstroms stark ist, soll der westliche nach Island und Grönland gehende schwach sein und umgekehrt.

Die inneren Teile Russlands, wie die Landschaft Astrachan, zeigen einen umgekehrten Gang wie die nordwestlichen Teile des Reiches, die sich wie Schweden verhalten. Wir kommen hierauf zurück.

Auf alle Fälle ist die nähere Erforschung und Feststellung ähnlicher Regelmässigkeiten, falls sie auch nur für beschränkte Gebiete zutreffen, von dem grössten Interesse für die Kultur, besonders Ackerbau und Schiffahrt, der betreffenden Landesteile.

Temperaturabnahme nach der Höhe in freier Luft. Wie oben erwähnt, wird die nahe beim Erdboden liegende Luft am Tage,

besonders wenn es heiter ist, stark erwärmt, und zuletzt so stark, dass sie leichter wird als die überlagernden Schichten, wonach eine aufsteigende Luftströmung entsteht. Da nun bei gewöhnlicher Temperatur (12° C.) das spezifische Gewicht der Luft bei 760 mm, 0,001236, etwa 11000 mal geringer als dasjenige des Quecksilbers (bei 0° 13,59) ist, so ist der Druck in 11 m Höhe 759 mm, wenn er am Boden 760 mm ist, d. h. die Dichten verhalten sich wie 759 zu 760, vorausgesetzt, dass die Temperatur an beiden Stellen gleich ist. Erwärmt sich nun bei gleichbleibendem Druck die untere Luft um 1° C., so sinkt die Dichte um $^1/_{273}$, damit sie um $^1/_{760}$ sinkt, ist also eine Erwärmung von nur 0,36° nötig. Wenn also die Temperaturabnahme nach oben 0,36° C. auf 11 m erreicht, oder 3,3° pro 100 m, so kippt die Luftsäule um. Beim Aufsteigen der unteren Luft kühlt sie sich um etwa 1° pro 100 m ab, wie unten gezeigt werden soll. Falls also unten am Boden bis zu einer unbedeutenden Höhe der Temperaturgradient 3,3° pro 100 m übertrifft und in den überlagernden Schichten 1° pro 100 m erreicht, so wird die vom Boden aufsteigende erwärmte Luftmasse beim Aufsteigen überall wärmer ankommen als die da vorbefindliche Luftmasse und infolgedessen kontinuierlich steigen.

Ist das Temperaturgefälle nach oben in den höheren Schichten geringer als 1° C. pro 100 m, so erwärmt sich die Luft am Boden so lange, bis das Gefälle bis zu einer gewissen Höhe diesen Wert übertrifft, steigt dann vom Boden auf und erwärmt die obenliegenden Luftschichten, sodass das Temperaturgefälle 1° pro 100 m sich etwas höher hinauferstreckt. Neue Wärme wird von der Sonne zum Boden gestrahlt und erhöht das Temperaturgefälle über 1 : 100 und neue Strömungen entstehen in der Luft, welche das Gleichgewicht wieder herzustellen streben und das Temperaturgefälle 1:100 zu immer höheren Luftschichten führen. Nachher kommt eine Abnahme der Sonnenstrahlung, wobei die verschiedenen Luftschichten, besonders in der Nähe der Erdoberfläche, wo die Luft viel Staub und Wasserdampf hält, Wärme gegeneinander, den Erdboden und den Himmelsraum ausstrahlen. Die Temperaturunterschiede gleichen sich aus, das Gefälle sinkt unter 1 : 100. Zuletzt kommt die Nacht, der Boden strahlt Wärme aus und kühlt sich unter die Temperatur der Luft ab. Infolgedessen kehrt sich das Gefälle in der Nähe des Bodens um, aber nur bis zu beschränkter Höhe, weil die abgekühlte Luft am Boden liegen bleibt. (Wenn die Luft durch Winde umgerührt wird, bleibt die Temperaturinversion aus.) Im Sommer wird infolgedessen die Luft jeden Tag etwas höher hinauf erwärmt und man schliesst

aus Beobachtungen bei Ballonfahrten und mit Drachen, dass im Hochsommer sich die genannte Erwärmung bis zu Höhen von über 1000 m erstreckt. Bis zu nahezu gleichen Höhen kann in anticyklonischen Gebieten die Temperaturumkehr im Winter sich erstrecken, im Sommer ist die betreffende Höhe nur 200—300 m.

Als Beispiele der Temperaturabnahme bei Tage mit zunehmender Höhe mögen folgende Daten aus Paris (Eiffelturm) und Blue Hill (Drachenbeobachtungen) dienen:

Temperaturabnahme pro 100 m.

	$7^h\,a$	8	9	10	11	Mittag	1	2	3	4	5	$6^h\,p$
Eiffelturm zwischen 2 m und 160 m Höhe.												
April—Juli . .	0,68	1,22	1,48	1,62	**1,65**	1,57	1,58	1,50	1,33	1,10	0,90	*0,60*
Feb., März, Aug. Sept.	—	0,53	0,85	1,17	1,24	1,25	**1,32**	1,24	0,95	0,78	*0,50*	—
Okt.—Jan. . .	—	—	—	0,54	0,74	**0,84**	**0,84**	0,71	0,61	*0,33*	—	—
Eiffelturm zwischen 160 m und 302 m.												
Sommerhalbjahr	—	*0,47*	0,70	0,86	0,84	8,88	0,86	0,86	0,88	0,90	**0,92**	0,91
Winterhalbjahr	—	*0,09*	0,22	0,40	0,54	0,65	0,75	0,80	0,83	**0,84**	0,79	0,70

Blue Hill, Vereinigte Staaten, Sommerhalbjahr.

Höhe vom Boden bis	300	460	600	900	1200	1500	1800	2100 m
Temperaturfall . .	1,35	1,10	0,94	0,82	0,74	0,71	0,70	0,68 °C. pro 100 m.

Die grossen Werte in der Nähe des Bodens zeigen, dass starke aufsteigende Luftströmungen vorhanden sein müssen. Schon in einer Höhe zwischen 160 und 302 m verschwinden diese Strömungen meistens; an heiteren Tagen gehen sie viel höher.

Betreffs der nächtlichen Temperaturumkehr mögen folgende Daten ausser den oben (vgl. Fig. 174) nach Homén angeführten, erwähnt werden. Juhlin fand in Upsala bei heiterem Himmel über Schneedecke, in welchem Fall die genannte Erscheinung sehr deutlich hervortritt:

Höhe über der Schneedecke	0	0,03	0,5	7,4 m
Temperatur	—17,7	—15,7	—14,1	—12,2 °C.

Der grösste Teil des Effektes findet sich also in der unmittelbaren Nähe des Bodens vor. Bei Ballonfahrten und auf Türmen hat man Gelegenheit gehabt, die Temperaturzunahme bis zu höheren Luftschichten zu verfolgen. So fand man die Temperatur um 4—5 Uhr Morgens an

der Spitze des Eiffelturms um folgenden Betrag höher als im Parc St. Maur bei Paris (die Höhendifferenz ist etwa 300 m):

Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Jahr
0,45	1,1	0,84	1,1	0,87.

Wärmeänderungen mit der Höhe im Gebirge. Ebenso wie in der freien Luft nimmt die Temperatur in Gebirgsländern mit zunehmender Höhe der Beobachtungsstation ab. Diese Thatsache ist so auffallend, dass sie auch den Naturvölkern nicht entgehen konnte. Die Abnahme der wärmeabsorbierenden Bestandteile, Wasserdampf und Kohlensäure, über den hoch gelegenen Orten betrachtet man häufig als den Hauptgrund dafür. Die Hochländer liegen im allgemeinen in der Mitte der Kontinente ziemlich weit vom Meer; es würde deshalb da eine grössere Trockenheit der Luft herrschen, wie in den tiefer gelegenen Flachländern, wenn die Temperatur in beiden Fällen gleich hoch wäre. Infolgedessen würden durch Strahlung grössere Wärmeverluste wie in der Niederung entstehen, aber andererseits müsste der Himmel wolkenfreier sein und deshalb die Sonnenstrahlung effektiver. Es ist, kurz gesagt, schwer, den Anteil des Mangels an Wasserdampf an der niedrigen Temperatur der hoch liegenden Orte zu schätzen. Man kann vielmehr den Satz umkehren und behaupten, dass die Luft über den Bergen weniger Wasserdampf enthält, weil es da kühler ist als in der Ebene.

Auf alle Fälle schützt die Kohlensäure die höher liegenden Stellen weniger als die niedrigeren. Die Wirkung dürfte aber nicht sehr gross sein, vielleicht 1—1,5° C. für 1000 m Höhe.

Die wichtigste Rolle bei der Abkühlung höher gelegener Orte spielt ohne Zweifel die Luftzirkulation. Wenn diese so kräftig wäre, dass sie die Erscheinung allein beherrschte, so würde die Temperaturabnahme 1° C. pro 100 m betragen. Dieser Wert wird in der Natur nie erreicht, aber je isolierter die Bergspitzen heraufragen, desto mehr nähert sich der beobachtete Wert diesem theoretischen.

Wegen der Temperaturumkehrung im Winter bei anticyklonaler Luftverteilung kann, wie oben gesagt, bisweilen die Abnahme der Temperatur in einer Zunahme mit steigender Höhe verwandelt werden. Dieser Fall tritt besonders häufig in den Alpen und speziell in Kärnthen ein bis zu einer Höhe von etwa 1000 m, wie folgende Tabelle zeigt:

Temperatur in den Karawanken Süd-Kärnthens.

	Klagenfurt	Eisenkappel	U. Schäffleralp	Obir I	Obirgipfel
Höhe m . . .	490	560	1063	1230	2140
Januar	— 6,2	— 5,2	— 3,6	— 4,3	— 6,8
Winter	— 4,6	— 3,9	— 3,1	— 3,8	— 6,5

Die Temperaturumkehr hängt von der starken Abkühlung der Schneeoberfläche in abgeschlossenen Thälern ab. Im allgemeinen ist die Temperaturabnahme nach oben am geringsten im Winter und am grössten im Sommer. Diese Abnahme kann im Sommer unter günstigen Umständen 0,70°, ja sogar 0,80° pro 100 m erreichen. Je geringer die Neigung der Gebirgsabhänge ist, um so niedriger fällt auch im allgemeinen die Temperaturabnahme aus. So sinkt sie für die Rauhe Alp, die als ein Plateauland zu bezeichnen ist, auf 0,25 im Dezember (Min.) und 0,59 im Mai (Max.) mit einem Mittelwert von 0,44° pro 100 m, und in einem Passübergang im Kaukasus, wobei nur Thalstationen mitgezählt sind, auf 0,31 im Januar (Min.) und 0,56 im Juli (Max.) mit einem Mittelwert 0,45° pro 100 m. Damit mögen die freiliegenden Berge Ben Nevis in Schottland mit den Werten 0,59 (Jan.) bis 0,76 (April), Mittel 0,67, und Hoher Sonnblick in den Tauern mit den Extremwerten 0,55 (Jan.) und 0,75 (Juni) sowie dem Mittel 0,65 fürs Jahr verglichen werden.

Den jährlichen Gang dieser Temperaturabnahme zeigt folgende Tabelle.

Temperaturabnahme in °C. pro 100 m Höhe in verschiedenen Jahreszeiten.

1) Harz, 2) Westalpen Hochgebirge, 3) Sonnblick, 4) Aetna.

	Jan.	Feb.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
1)	0,41	0,52	0,63	0,69	**0,70**	0,69	0,68	0,67	0,62	0,52	0,42	*0,37*	0,58
2)	0,45	0,53	0,62	0,64	0,66	**0,67**	**0,67**	0,64	0,60	0,56	0,51	*0,44*	0,58
3)	*0,55*	0,60	0,63	0,69	0,74	**0,75**	0,73	0,72	0,67	0,60	0,57	*0,55*	0,65
4)	0,59	*0,58*	0,58	0,61	0,63	0,65	**0,65**	0,64	0,64	0,63	0,62	0,61	0,61

Es liegt in der Natur der Sache, dass die Abnahme bei windigem Wetter grösser wird, als bei windstillem. Ferner ist sie geringer bei heiterem als bei trübem Wetter, etwa im Verhältnis 2 : 3. Besonders gross ist dieser Unterschied im Winter. Dieser Umstand scheint darauf hinzudeuten, dass die starke Ausstrahlung bei geringem Wasserdampfgehalt der Luft wenig zur Kälte der höheren Luftschichten beiträgt.

Der tägliche Gang der Temperaturabnahme nach der Höhe zeigt ebenfalls ein sehr ausgeprägtes Minimum zur kältesten und ein Maximum zur wärmsten Tageszeit, wie folgende Tabelle für die Höhe zwischen Kolm Saigurn (1600 m) und Sonnblickgipfel (3106 m) andeutet.

	Mittel	2	4	6	8	10	Mittag	2	4	6	8	10	Mittel
Winter	0,50	0,49	0,49	*0,49*	0,50	0,60	**0,66**	0,59	0,54	0,52	0,51	0,50	0,53
Sommer	0,64	0,62	*0,60*	0,69	0,81	0,87	**0,89**	0,88	0,82	0,73	0,68	0,65	0,74
Jahr	0,56	0,55	*0,54*	0,57	0,65	0,74	**0,79**	0,75	0,68	0,61	0,58	0,57	0,63

Daher ist die tägliche Schwankung der Temperatur bedeutend geringer auf höher als auf niedriger gelegenen Orten, wie schon oben erwähnt ist (vgl. S. 549).

In derselben Weise nimmt die Jahresschwankung der Temperatur mit steigender Höhe des Beobachtungsortes ab. In den äquatorialen Gegenden, wo schon im Meeresniveau die Schwankung sehr unbedeutend ist, ist in den Bergen die Höhe der Schneegrenze das ganze Jahr konstant, woraus hervorgeht, dass die Temperaturschwankung im Jahr daselbst verschwindend gering ist. In den aussertropischen Gegenden beobachtet man auch auf den höchsten Bergstationen einen ausgeprägten jährlichen Temperaturgang, obgleich er viel geringer ist als an tiefer liegenden Stellen. So ist in den Tauern die Schwankung: in Zell am See (750 m) 22,0°, auf Schmittenhöhe (1940 m) 16,1°, auf Sonnblick (3106 m) 14,0°. Mit der Höhe verlangsamt sich die Abnahme. Dasselbe gilt für die nordschweizerischen Stationen: Altstätten (460 m) 19,4°, Trogen (880 m) 17,1°, Gäbris (1250 m) 15,5°, Rigikulm (1790 m) 14,5° und Säntis (2465 m) 14,1°.

Schon an der Spitze des Eiffelturms (300 m) ist die Jahresschwankung der Temperatur um 1° niedriger als an der Erdoberfläche.

Die adiabatische Volumsänderung der Luft. Unter diesem Namen versteht man eine Volumsänderung, die ohne Wärmezufuhr von aussen stattfindet. Wenn im allgemeinen zu der Luftmasse $M = 28{,}9$ g (= 1 Grammolekel, da das mittlere Molekulargewicht der Luft 28,9 beträgt) die Wärmemenge dQ zugeführt wird, so wird dieselbe teils zur Erhöhung der Temperatur der Luftmasse um dt^0 C., teils auch zu äusserer Arbeit durch Volumsänderung (um dv cm³) verbraucht. Die erstgenannte Wärmemenge hat den Wert $Mc_v dt$, worin c_v die spezifische Wärme der Luft bei konstantem Volumen, also 0,17 bedeutet. Die Arbeitsmenge wird durch den Ausdruck $p\,dv$ dargestellt, worin p den Druck in g pr. cm² angiebt. $p\,dv$ ist dann in g·cm gemessen;

um diesen Ausdruck in cal. umzurechnen, muss man durch das mechanische Wärmeäquivalent J ($J = 1$ cal. : g cm $= 42600$) dividieren. Wir erhalten auf diese Weise für die adiabatische Volumsänderung, bei welcher $dQ = 0$ ist:

$$dQ = 0 = Mc_v\,dt + \frac{1}{J}\,p\,dv.$$

Nun ist nach den Gasgesetzen:

$$pv = RT,$$

worin T die absolute Temperatur darstellt. Die konstante Grösse R wird folgendermaassen bestimmt. Bei 0° C. ($T = 273$) und 760 mm. Barometerdruck ($p = 1033$ g pr. cm^2) ist das Volumen von 28,9 g Luft $v = 28{,}9 : 0{,}001293$, da das spezifische Gewicht der Luft bei 0° C. und 760 mm nach Regnault 0,001293 (verglichen mit Wasser bei 4° C. als Einheit) beträgt. Aus diesen Ziffern geht $R = 1033 \cdot 28{,}9 : 273 \cdot 0{,}001293 = 84570$ g · cm pr. ° C. und $\frac{R}{J} = 1{,}985$ cal. pro ° C. hervor.

Aus dem letzten Ausdruck erhalten wir, da $dt = dT$:

$$p\,dv + v\,dp = R\,dt,$$

woraus folgt:

$$Mc_v\,dt + \frac{R}{J}\,dt - \frac{1}{J}\,v\,dp = 0,$$

oder:

$$\left(Mc_v + \frac{R}{J}\right)dt = \frac{RT}{Jp}\,dp.$$

Hieraus erhält man:

$$\frac{dp}{p} = 3{,}475\,\frac{dT}{T}.$$

Nach neueren Untersuchungen von Lummer und Pringsheim ist die Konstante in obenstehender Formel 3,484. Sie fanden nämlich für den Ausdruck $\left(Mc_v + \frac{R}{J}\right) : Mc_v = c_p : c_v$ bei 10° C. den Wert 1,4025, woraus $\left(Mc_v + \frac{R}{J}\right) : \left(\frac{R}{J}\right) = 3{,}484$ hervorgeht. Wir wollen im folgenden diesen Wert benutzen.

Andererseits nimmt der Druck nach unten zu, und zwar ist die Zunahme pro cm gleich dem Gewicht von 1 cm^3. Wenn M das mittlere Molekulargewicht (28,9) der Luft darstellt und v wie gewöhnlich das Volumen (in cm^3) ist, in welchem M gm Luft sich befinden, so ist das Gewicht von 1 cm^3 Luft $M:v$. Folglich wird die Druckzunahme pro Centimeter:

$$\frac{dp}{dh} = -\frac{M}{v}$$

Das Minuszeichen soll andeuten, dass der Druck mit steigender Höhe (zunehmendem h) abnimmt. Durch Einführung von:

$$pv = RT$$

erhält man:

$$\frac{dp}{p} = -\frac{M}{RT}\,dh.$$

Setzen wir diesen Wert von $\frac{dp}{p}$ gleich dem oben erhaltenen, so finden wir:

$$dt = -\frac{1}{3{,}484}\,\frac{M}{R}\,dh = -\frac{28{,}9}{3{,}484 \cdot 84570}\,dh = -0{,}000098\,dh.$$

Hier ist dh in cm ausgedrückt, die adiabatische Temperaturabnahme mit der Höhe ist folglich 0,98° C. pro 100 m.

Wir ersehen aus der letzten Formel, dass die Wärmeabnahme mit steigender Höhe dem Molekulargewicht direkt und der molekularen spezifischen Wärme bei konstantem Druck Mc_p umgekehrt proportional ist.

Wie wir oben gesehen haben, ist die Zusammensetzung der Atmosphäre bis zu den bisher untersuchten grössten Höhen unveränderlich, d. h. das mittlere Molekulargewicht M ändert sich, so viel wir wissen, nicht merklich mit der Höhe. Aus unten näher ausgeführten theoretischen Gründen ist es zwar denkbar, dass in den allerhöchsten Luftschichten M etwas abnimmt, aber diese Abnahme hat wahrscheinlich keine praktische Bedeutung.

Einen ebenfalls sehr wenig merklichen Einfluss wird der Umstand ausüben, dass nach Le Chatelier der Wert von Mc_p für die atmosphärischen Gase (Stickstoff und Sauerstoff) mit der absoluten Temperatur (T) nach folgender Formel zunimmt:

$$Mc_p = 6{,}6 + 0{,}001\,T.$$

Infolgedessen sollte die Temperaturabnahme auf 10000 m Höhe ($t = -54^0$ C.) 0,99° C., auf 20000 m Höhe ($t = -144^0$ C. etwa) 1° C. pro 100 m sein. Auch noch bei der absoluten Temperatur 0, welche in der Atmosphäre nie erreicht werden kann, würde das adiabatische Temperaturgefälle nur 1,02° C. pro 100 m erreichen.

Dies gilt für trockene Luft, es müsste infolgedessen in den höchsten Luftschichten, wo kein Wasserdampf in nennenswerter Menge vorkommt, die Temperatur um etwa 1° C. bei 100 m Steigung abnehmen, falls nicht eine Wärmezufuhr durch Strahlung (und Leitung) von der Erde und von der Sonne oder zum leeren Raum stattfände. Diese Bedingung ist am ehesten in mittleren Luftschichten erfüllt. Auch zeigen die Beobachtungen bei Ballonfahrten die grösste Übereinstimmung mit den oben ausgeführten Berechnungen in den höchsten zugänglichen Luftschichten.

Höhe der Atmosphäre. Dass die Temperatur der Luft nicht bis in die höchsten Schichten im selben Verhältnis abnehmen kann, ersieht man daraus, dass danach eine Temperatur von — 273° C. in einer Höhe von etwa 30 km herrschen würde. Damit wäre also eine Grenze der Atmosphäre gesetzt, welche nicht mit unseren anderen Beobachtungen übereinstimmt. Die Meteore leuchten in den meisten Fällen bei etwa 110 km Höhe auf, einige in 150 km Höhe. Nach den Berechnungen von v. Niessl leuchtete das Meteor vom 5. September 1868 sogar in einer Höhe von 780 km auf. Danach muss noch in solchen Höhen eine Atmosphäre vorhanden sein, die dicht genug ist, um ein Projektil durch Reibung zum Glühen zu bringen.

Zu Höhen weit über 30 km führen uns auch die Beobachtungen über die Dämmerungserscheinungen, wie wir unten sehen werden. Schmid in Athen fand auf diese Weise 74 km Höhe für die höchsten Licht reflektierenden Luftschichten.

Dasselbe gilt auch für die sogenannten leuchtenden Wolken, welche besonders Jesse beobachtet hat. Jesse fand ihre Höhe 70—83 km, Mohn sogar 100—140 km (die letzten Werte sind etwas unsicher).

Zu noch höheren Werten gelangt man aus den Beobachtungen über die Höhe der Nordlichter. Die Mehrzahl der Beobachtungen ergab bisher Höhen zwischen 100 und 200 km. Gyllenskiöld giebt als Mittelwert 110 km. Mehrere Beobachter fanden über 200 km (Bravais 227 km, Ekama 210 km). Die neuerdings ausgeführten Messungen der dänischen Nordlichtexpedition nach Island 1899 — 1900 führten

alle zu enormen Höhen (400 km), wobei jedoch nur die Höhen der relativ ruhigen Nordlichtbogen bestimmt wurden.

Bei der Mondfinsternis vom 28. Januar 1888 beobachtete Boeddicker eine Abnahme des Mondlichtes 3 Minuten vor dem Eintritt des Mondes in den Schatten des festen Erdkörpers. Man nimmt deshalb an, dass diese Abnahme von einer Schattenwirkung der Atmosphäre herrührte, welcher demnach eine Höhe von wenigstens 300 km zugeschrieben werden müsste. Diese Bestimmung scheint unsicher.

Nach allen diesen übereinstimmenden Anzeichen müssen wir annehmen, dass die Temperaturabnahme in den höchsten Schichten keineswegs nach der adiabatischen Gleichung vor sich gehen kann. Dies wird sehr leicht durch die Wärmeabsorption der Sonnenstrahlen und die Strahlung zum leeren Raum von diesen höchsten Schichten verständlich. Die magnetischen Erscheinungen deuten darauf hin, dass in den höheren Luftschichten tägliche Bewegungen stattfinden, die auf einen solchen Wärmeaustausch hinweisen.

Ausdehnung feuchter Luft. Wenn Feuchtigkeit in der Luft vorhanden ist, so ist ihre Menge jedenfalls gegen diejenige der Luft sehr gering. Denn in gesättigter Luft verhält sich die Menge des Wasserdampfes (in Grammolekeln gerechnet) zu derjenigen der Luft wie der Partialdruck (f) des gesättigten Wasserdampfes zu demjenigen (p) der Luft. Folgende kleine Tabelle giebt eine Übersicht über die Grösse von f und das entsprechende Gewicht des Wasserdampfs pro m³ bei verschiedenen Temperaturen.

Temp.	Max. Druck	Gewicht g pro m³	$\frac{1000\,f}{760}$
— 25° C.	0,50 mm	0,58	0,66
— 20	0,81	0,93	1,06
— 15	1,28	1,43	1,69
— 10	2,00	2,20	2,63
— 5	3,07	3,31	4,05
0	4,60	4,88	6,05
5	6,58	6,85	8,56
10	9,14	9,34	12,04
15	12,67	12,74	16,67
20	17,36	17,15	22,84
25	23,52	22,84	30,95
30	31,51	30,09	41,47.

Auch bei den höchsten in der freien Natur normal vorkommenden Temperaturen erreicht der Wasserdampf, auch wenn er gesättigt ist, nie mehr als etwa 4 Prozent des Luftdruckes, im Mittel dürfte er (an der Erdoberfläche) ungefähr ein Prozent ausmachen. Es kann demnach in der obenstehenden Formel ohne merklichen Fehler so gerechnet werden, als gälte die molekulare spezifische Wärme $Mc_v = 4{,}9$ im Mittel für Luft und Wasserdampf (sonst ist für Wasserdampf Mc_v etwas höher, nämlich 6,65).

Ganz anders erscheinen die Verhältnisse, sobald die Luft so stark abgekühlt wird, dass Wasser in tropfbarer oder fester Form ausgeschieden wird. Nehmen wir an, die latente Wärme pro Grammolekül (auch „Mol" genannt) sei W, und es mögen bei der Abkühlung aus 1 Mol Luft, welche x Mol Wasserdampf enthält, dx Mol ausgeschieden werden, so gilt:

$$x = \frac{f}{p} \text{ und } \frac{dx}{x} = \frac{df}{f} - \frac{dp}{p}.$$

Weiter wird die zugeführte Wärmemenge (vgl. S. 578):

$$dQ = -W dx = Mc_v dt + \frac{p\,dv}{J} = Mc_p dt - \frac{RT}{J}\frac{dp}{p}.$$

Durch Einführen der oben gefundenen Relation für dx wird dies:

$$-Wx\left(\frac{df}{f} - \frac{dp}{p}\right) = Mc_p dt - \frac{RT}{J}\frac{dp}{p}$$

$$\left(Wx\frac{df}{fdt} + Mc_p\right)dt = \left(Wx + \frac{RT}{J}\right)\frac{dp}{p}.$$

Für $\frac{df}{fdt}$ kann man nach der van't Hoff'schen Umgestaltung der Clapeyron'schen Formel $\frac{W}{1{,}985\,T^2}$ schreiben, wonach:

$$\left(\frac{W^2}{1{,}985\,T^2}\cdot x + Mc_p\right)dt = \left(Wx + \frac{RT}{J}\right)\frac{dp}{p}.$$

Diese Differentialgleichung ist nicht direkt integrabel, weil x eine ganz komplizierte Funktion von T ist. Man kann aber ohne weiteres daraus dt/dp berechnen. Man kann auch $\frac{Wx}{T}$ und $\frac{W^2 x}{1{,}985\,T^2}$ für

mässige Intervalle als nahezu konstant annehmen. Nennen wir diese Konstanten A und B, so wird:

$$\left(B + Mc_p\right)\frac{dt}{T} = \left(A + \frac{R}{J}\right)\frac{dp}{p}$$

und durch Einführung der Werte $\frac{R}{J} = 1{,}985$; $Mc_p = 6{,}9$ (für Luft):

$$\log\frac{T_1}{T_0} = \frac{A + 1{,}985}{B + 6{,}9}\log\frac{p_1}{p_0}.$$

In diese Formel ist der Wert von W, das heisst die Verdampfungswärme von Wasser, oder unter Null diejenige von Eis, einzuführen. Für diese Grösse gelten folgende Formeln:

$$W = 18\,(596{,}7 - 0{,}57\,t)$$

$$W_1 = 18\,(676{,}4 - 0{,}095\,t).$$

W ist für Wasser, W_1 für Eis giltig. Die Formeln sind auf die experimentellen Bestimmungen von Regnault und Dieterici, Bunsen und Pettersson gegründet.

Als Beispiel wollen wir den Fall berechnen, dass $t = 15$ oder $T = 288$ und $p = 760$ mm ist, bei welcher Temperatur die Luft mit Wasserdampf gesättigt sei, also $f = 12{,}67$ mm; $x = 0{,}01667$. W wird 18.588,2 und $W/T = 36{,}76$. Hieraus berechnet man $A = 0{,}613$ und $B = 11{,}35$, woraus die Temperaturabnahme (δ) bei einer Steigung von 100 m gleich 0,48 hervorgeht. Die Abnahme ist demnach etwa halb so gross wie in trockner Luft.

Auf diese Weise ist folgende kleine Tabelle für δ bei Luftdrucken von 760, 500 und 250 mm, Höhen von 0, 3300 und 8800 m entsprechend, berechnet worden. Der erste Teil der Tabelle gilt für Ausfällung von Eis, der zweite für Ausfällung von Wasser.

p. $t =$	— 30	— 25	— 20	— 15	— 10	— 5	— 0
760	0,920	0,890	0,850	0,795	0,732	0,660	0,587
500	0,890	0,851	0,800	0,736	0,654	0,576	0,501
250	0,830	0,756	0,690	0,610	0,511	0,441	0,372

p.	$t = +0$	$+5$	$+10$	$+15$	$+20$	$+25^{0}$ C.
760	0,647	0,585	0,526	0,480	0,438	0,397
500	0,563	0.507	0,453	0,407	0,372	0,339
250	0,430	0,387	0,346	0,313	0,292	0,272.

Diese Werte sind im allgemeinen etwas niedriger als die von Hann und Neuhoff gegebenen. Zum Vergleich möge folgende Tabelle von Neuhoff über die Wärmeabnahme (pro 100 m Steigung) einer bei der nebengeschriebenen Anfangstemperatur (t) aufsteigenden mit Wasserdampf gesättigten Luftmasse dienen, welche die in der Kopfrubrik der Tabelle angegebene Höhe erreicht hat. Die Ziffern in Klammern sind obenstehender Tabelle entnommen.

Bei 0° sind zwei eingeklammerte Ziffern angeführt. Die grössere (0,65) gilt bei Ausscheidung von flüssigem Wasser, die kleinere (0,59) bei Ausscheidung von Eis.

Höhe	0			1000	2000	3000	4000	5000	6000	7000 m
$t = -20$	0,86	(0,85)		0,90	0,95	—	—	—	—	—
-10	0,75	(0,73)		0,82	0,87	0,89	—	—	—	—
0	0,62	(0,59)	(0,65)	0,68	0,75	0,82	0,88	—	—	—
10	0,54	(0,53)		0,56	0,59	0.65	0,73	0,80	0,84	—
20	0,44	(0,44)		0,46	0,49	0,51	0,57	0,59	0,63	0,72
30	0,37	(0,36)		0,37	0,38	0,40	0,42	0,43	0,45	0,48.

Die Temperaturverteilung in höheren Luftschichten. Nach dieser Darstellung können wir die Luft als aus drei aufeinander gelagerten Schichten bestehend uns vorstellen.

In der ersten dehnt sich die Luft beim Aufsteigen aus, ohne dass Kondensation eintritt, weil die Temperatur der Luft immer etwas über dem sogenannten Taupunkte liegt, d. h. derjenigen Temperatur, bei welcher die wirklich in der Luft vorhandene Wasserdampfmenge den bei dieser Temperatur gültigen Maximal- (Sättigungs-) Druck besitzen würde.

Wie oben angeführt, übersteigt das Temperaturgefälle in den niederen Teilen dieser bis zu 1000—1500 m erreichenden Schicht im Sommer zur heissesten Tageszeit bedeutend 0,98° pro 100 m. In der Nacht und im Winter herrscht dagegen in dieser Schicht die Temperaturumkehrung, so dass im Mittel das Temperaturgefälle sehr niedrig wird.

Als Beispiel möge angeführt werden:

Die Wärmeabnahme pro 100 m zu Paris (Eiffelturm).

	Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Jahr
2 m — 123 m Höhe	— 0.12	0,19	0.23	— 0,26	0,01
123 m — 302 m „	0,27	0,46	0,53	0,34	0,40
2 m — 302 m „	0,14	0,40	0,46	0,13	0,28

Die Ballon- und Drachen-Beobachtungen (vgl. S. 574) sind bei Tage und bei gutem bezw. windigem Wetter angestellt und geben deshalb viel höhere Werte.

In der zweiten Schicht findet die Kondensation des Wasserdampfes statt. In dieser Schicht schwebt deshalb die Hauptmasse der Wolken. Das Temperaturgefälle ist dafür nicht durch die Bodentemperatur gestört, und nirgends umgekehrt. Es ist deshalb daselbst nicht so nach Tages- und Jahreszeit veränderlich, wie in der ersten Schicht, sondern hauptsächlich von dem Wasserdampfgehalt der Luft abhängig. Es steigt mit der Höhe, während der Wasserdampfgehalt sinkt, kontinuierlich von etwa 0,5° C. zu etwa 0,8° C. pro 100 m, ohne jemals den theoretischen Wert zu erreichen.

Bei anticyklonischem Luftzustand sinken in diesem mittleren Teil die Luftmassen von oben herab und führen keine Wolken mit. In diesem Fall könnte man erwarten, dass das Temperaturgefälle den theoretischen Wert 0,98° C. pro 100 m hätte. Im Mittel sollte es zwischen diesem und dem für mit Wasserdampf gesättigter Luft giltigen Werte liegen. Der wirklich gefundene Wert ist viel niedriger, etwa so gross wie der letzterwähnte. Demnach scheint in diesem Falle die Strahlung eine nicht zu vernachlässigende Rolle zu spielen. Der Einfluss der Leitung kann wohl als auf dieser Höhe noch zu geringfügig ausser Acht gelassen werden.

In der dritten Schicht, über etwa 6 km Höhe, ist die Temperatur so niedrig (unter — 20° C.), dass der Wasserdampfgehalt nicht mehr das Temperaturgefälle der Luft in nennenswertem Grade zu beeinflussen vermag. Man erhält deshalb Werte, die sich dem Wert 0,98° C. pro 100 m nähern. Jedoch erreicht, wie wir unten sehen werden, das beobachtete Temperaturgefälle nie diesen Wert. Der maximale beobachtete Wert erreicht im Mittel 0,8° C. pro 100 m.

Diese Temperaturabnahme kann mit der Höhe nicht unbegrenzt lange fortgehen. Denn dann würde der absolute Nullpunkt in einer Höhe von etwa 38 km erreicht werden. Da nun nach dem vorhin Gesagten die Atmosphäre bis zu wenigstens dem 10 fachen dieser Höhe hinauf-

reicht, so muss in noch höheren Schichten, welche wohl nie durch Ballons oder Drachen zu erreichen sind, das Temperaturgefälle gegen einen sehr niedrigen von Null wenig verschiedenen Wert sinken (vgl. S. 589).

Diese Angaben werden durch folgende Zusammenstellung v. Bezolds über die Resultate der wissenschaftlichen deutschen Ballonfahrten bestätigt. h giebt darin die Höhe in Metern über dem Erdboden an, t_m die mittlere Temperatur, $\frac{dt}{dh}$ das Temperaturgefälle pro 100 m, y_m die mittlere Feuchtigkeit (in g pro kg Luft), R die relative Feuchtigkeit und Y_m die zwischen dem Erdboden und der betreffenden Höhe über 1 cm² befindliche Wassermenge in g, b_m den mittleren Barometerstand, b_a den Barometerstand, welcher nach einem Temperaturgefälle von 1° C. pro 100 m herrschen würde und schliesslich p den Barometerdruck in Prozent von demjenigen an der Erdoberfläche.

h	t_m	dt/dh	y_m	R	Y_m	b_m	b_a	p
20	10,3	—	5,86	0,76	—	760	760	100
500	7,9	0,50	5,33	0,77	—	717	717	94,3
1000	5,4	0,50	4,54	0,73	0,634	675	673	88,8
1500	2,9	0,50	3,61	0,65	—	635	632	83,6
2000	0,4	0,50	3,08	0,62	1,014	597	593	78,6
2500	— 2,3	0,54	2,66	0,62	—	560	555	73,7
3000	— 5,0	0,54	2,23	0,59	1,260	526	519	69,2
3500	— 7,6	0,52	1,88	0,57	—	494	485	65,0
4000	— 10,3	0,54	1,68	0,59	1,423	463	452	61,1
4500	— 13,5	0,64	1,57	0,67	—	434	421	57,1
5000	— 16,7	0,64	1,18	0,62	1,538	406	391	53,4
5500	— 20,1	0,68	0,81	0,53	—	380	363	50,0
6000	— 23,6	0,70	0,67	0,55	1,599	355	336	46,7
6500	— 27,0	0,68	0,57	0,61	—	331	311	43,6
7000	— 30,4	0,68	0,30	0,41	1,630	309	288	40,7
7500	— 34,0	0,72	0,26	0,48	—	288	265	37,9
8000	— 37,6	0,72	0,22	0,52	1,642	267	244	35,1
8500	— 41,6	0,80	(0,15)	(0,50)	—	249	224	32,8
9000	— 45,6	0,80	(0,10)	(0,50)	1,649	231	205	30,4
9500	(— 49,6)	(0,80)	(0,07)	(0,50)	—	(214)	187	28,2
10000	(— 53,6)	(0,80)	(0,05)	(0,50)	1,652	(198)	171	26,1

Teisserenc de Bort giebt folgende Daten, die bei Ballonfahrten in Frankreich gesammelt sind:

$h = 0$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10 km
$t_m = 9$	5	0	— 4	— 9	— 16	— 21	— 29	— 38	— 44	— 51
$dt/dh =$	0,40	0,50	0,40	0,50	0,70	0,50	0,80	0,90	0,60	0,70

Diese Beobachtungen stimmen ganz gut mit den von v. Bezold bearbeiteten überein.

Die Ballonbeobachtungen haben noch ein sehr interessantes Resultat ergeben, nämlich, dass die jährliche Temperaturschwankung keineswegs so schnell mit steigender Höhe abnimmt, wie man aus den Beobachtungen auf Türmen vermuten könnte. So ergeben die Ballonfahrten von Teisserenc de Bort folgende Daten:

Höhe	Min.	Max.	Phase	Schwankung	Mittel
0 km	+ 1° C.	+ 17° C.	0 Tage	16° C.	+ 9° C.
3 km	— 11,2	+ 2,2	18 „	13.4	— 4.5
5 km	— 20,8	— 7,6	33 „	13,2	— 14,2
10 km	— 52,9	— 43,9	40 „	9,0	— 48,1.

Damit ist zu vergleichen, dass in Paris (Eiffelturm) die jährliche Temperaturschwankung nahe am Boden um 1° pro 300 m und zwischen Zell am See (750 m) und Sonnblick (3106 m) um 8° auf 2356 m, d. h. 1° C. pro 295 m abnimmt (vgl. S. 577). Man könnte geneigt sein, daraus zu schliessen, dass die jährliche Temperaturschwankung in etwa 7 km Höhe unmerklich wäre. Dies trifft nun, wie die oben gegebenen Daten zeigen, keinesfalls zu. Dieser Umstand deutet, wie so viele andere, darauf hin, dass in der Atmosphäre eine bedeutende Wärmeabsorption stattfindet, und dass die oberen Luftschichten in merklichem Grade direkt durch die Strahlung von der Sonne und in geringerem Grade von der Erde erwärmt werden. Wegen der relativ grossen Wärmekapazität der Luft geschieht dies langsam und die Temperaturextreme treten, wie die unter Phase stehenden Zahlen zeigen, um so später ein, je grösser die Höhe ist. In 10 km Höhe beträgt die Verspätung der Temperaturextreme gegen die Erdoberfläche nicht weniger als 40 Tage. Das frühere Eintreten in tieferen Schichten beruht ohne Zweifel auf der Strahlung und der Wärmezufuhr von der Erde.

Zu demselben Schluss werden wir durch den Vergleich der Temperatur in 3 km Höhe in freier Atmosphäre und auf einem Berggipfel (Sonnblick) geleitet. Er ergiebt nach Hann folgendes Resultat:

Temperatur in 3 km Höhe	Febr.	April	Aug.	Okt.	Jahr
in freier Atmosphäre	— 12,0	— 8,7	1,4	— 2,0	— 5,3
auf Sonnblick	— 12,2	— 7,6	1,8	— 4,3	— 5,7.

Die mittlere Temperatur ist in den zwei Fällen beinahe gleich, nur unterscheidet sich die freie Atmosphäre von der Bergspitze durch einen kälteren Frühling und wärmeren Herbst. Jene hat, so zu sagen, ein mehr maritimes Klima als diese, welche wiederum sich in derselben Weise von den Niederungen unterscheidet. Dies entspricht völlig der bedeutenden Wärmekapazität der Luftmasse.

Falls die Wärmeabsorption der Atmosphäre zufolge von Zunahme der Kohlensäure und des Wasserdampfes steigen würde, so würde auch die erwärmende Rolle der Erdoberfläche vermindert, diejenige der Luft vergrössert werden. Das Klima würde überall über der festen Erdoberfläche einen mehr insularen Charakter annehmen.

Infolge der nach oben abnehmenden Jahresschwankung vermindert sich auch die jährliche Höhenschwankung der höher liegenden Isothermenflächen, welche niedrigen Temperaturen entsprechen. Nach Teisserenc de Bort mögen folgende diesbezügliche Daten angeführt werden. Die 0°-Fläche schwankt 3100 m (300 m — 3400 m), die —20°-Fläche 2200 m (4800—7000 m), die —40°-Fläche 1700 m (7800—9500 m).

Die Temperatur scheint sich mit der Höhe in niedereren wie in höheren Breiten ungefähr in derselben Weise zu verändern, sodass der örtliche Temperaturunterschied in hochliegenden Niveauflächen ungefähr ebenso gross bleibt wie an der Erdoberfläche. Früher war man geneigt, eine schnelle Ausgleichung dieser Temperaturunterschiede mit steigender Höhe anzunehmen.

In den allerhöchsten Luftschichten dürften wohl die Unterschiede der Temperatur in einer zur Erdoberfläche parallelen Schicht sehr gering ausfallen. Bei der niedrigen Temperatur in diesen Höhen verliert die Luft beinahe vollkommen das Vermögen, Wärme auszustrahlen. Die Luftcirkulation vermag deshalb vielmehr die Temperaturunterschiede auszugleichen als in niedriger liegenden Schichten.

Da die Temperaturunterschiede die Triebkraft der grossen atmosphärischen Bewegungen sind, muss man vermuten, dass sie in den höchsten von Ballons erreichten Luftschichten, und wahrscheinlich noch weiter hinauf, ebenso gross sind, wie in den nächst der Erdoberfläche liegenden.

Diese Luftbewegungen verursachen Temperatursteigungen oder -Senkungen dynamischer Art. Nach Teisserenc de Bort ist auch die unperiodische Temperaturschwankung (aus den mittleren Abweichungen vom Temperaturmittel berechnet) ziemlich unabhängig von der Höhe. Sie ist nämlich für:

Höhe	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9 km
Schwankung	5,5	5,2	5,6	6,1	6,4	6,3	6,6	6,4	6,0	5,6.

Durch diese Messungen der Temperaturen in den höchsten Luftschichten haben sich die herrschenden Ansichten sehr geändert. Man ist deshalb sehr eifrig bemüht, diese Beobachtungen zu vermehren. Zu diesem Zweck lässt man nicht nur Ballons mit Beobachtern aufsteigen, sondern auch besonders unbemannte Drachen und Ballons, die mit selbstregistrierenden Instrumenten versehen sind (Teisserenc de Bort). Die letzten haben wohl den Nachteil, dass bei dem raschen Aufstieg die Thermographen nicht der Temperatur der Umgebung folgen können und die diesbezüglichen Korrektionen unsicher sind. Dafür haben sie den grossen Vorteil, dass sie relativ billig sind und zu den höchsten bisher erreichten Luftschichten sich heben.

Durch Versuchen mit aus Papier angefertigten „Ballons-sondes" wurde Teisserenc de Bort zu dem Schluss geführt, dass in etwa 11 km Höhe die Temperaturabnahme nach oben Null wird. Darüber liegt eine „isotherme Zone" von mehreren km Mächtigkeit. Über Barometermaxima liegt diese Zone höher (12,5 km) als über Minima (10 km, vgl. S. 581).

In neuester Zeit hat Assmann geschlossene, aus Gummi angefertigte Ballons mit registrierenden Instrumenten aufsteigen lassen. Dieselben platzen in einer bestimmten Höhe, wonach die Instrumente mit Hilfe eines Fallschirmes sanft herunterfallen. Die so angestellten Beobachtungen zeigen, dass in einer gewissen Höhe, etwa 15 km, die Lufttemperatur mit der Höhe steigt. In grossen Höhen fliesst demnach ein relativ warmer Luftstrom. Diese Angabe stimmt mit derjenigen von Teisserenc de Bort überein. In noch grösseren Höhen, man hat bis 22 km Höhe erreicht, fällt die Temperatur wieder.

Die älteren Temperaturbeobachtungen von Glaisher bis zu 8600 m Höhe sind leider nicht zuverlässig, weil er unventilierte Thermometer benutzte. Die Strahlung hat ihm viel zu hohe Temperaturen gegeben, wodurch auch die früheren unrichtigen Vorstellungen befestigt wurden.

Die Erforschung der meteorologischen Verhältnisse in höheren Luftschichten sind von solcher Bedeutung, dass sie zu internationalen Vereinbarungen über Beobachtungsmethoden und Terminen Anlass gegeben haben.

VI. Der Luftdruck.

Das Barometer. Höhenmessung. Das Quecksilberbarometer wurde im Jahre 1643 von Viviani konstruiert und nachher von Torricelli beschrieben, welcher Änderungen des Luftdruckes beobachtete. Regelmässige Barometerablesungen wurden bald danach in Italien und etwas später in England angestellt (Boyle 1659). Die ersten barometrischen Höhenmessungen wurden auf dem Puy de Dôme in Frankreich von Descartes ausgeführt.

Die Barometerablesungen müssen, um vergleichbar zu werden, in verschiedener Hinsicht korrigiert werden. Wegen der ungleichen Dichte des Quecksilbers, dessen Ausdehnungskoeffizient pro Grad C. 0,0001818 beträgt, muss der abgelesene Druck mit einem Faktor $(1-0{,}0001818\, t)$ multipliziert werden, wo t die Temperatur des Barometers angiebt. Wegen der Ausdehnung der Skala (Ausdehnungskoeffizient des Messings 0,0000184, des Glases 0,0000092) muss man einen anderen Korrektionsfaktor anbringen, der für Messing, welches zur Verfertigung von Skalen am meisten benutzt wird, den Wert $(1+0{,}0000184\, t)$ hat. Diese beiden Korrektionen können in eine einzige zusammengefasst werden, sodass der auf 0^0 reduzierte Barometerdruck (B_0) den Wert erhält:

$$B_0 = B_t\, (1-0{,}000163\, t),$$

wenn B_t den bei t^0 C. abgelesenen Barometerdruck bedeutet.

Der Luftdruck (in g pr. cm^2) entspricht dem Gewicht einer Quecksilbersäule von der abgelesenen Höhe und 1 cm^2 Querschnitt. Da nun das Gewicht eines Körpers (und damit der gegebenen Quecksilbersäule) mit dem Breitegrad sich ändert, so ist auch der Luftdruck bei gleicher Barometerhöhe auf verschiedenen geographischen Breiten verschieden, und zwar ist (vgl. S. 256):

$$B = B_q\ (1-0{,}00259 \cos 2\, \varphi),$$

wo B_φ den abgelesenen unkorrigierten Barometerdruck am Breitegrad φ und B den auf Normalschwere (45° Breite) korrigierten Druck bedeuten. Diese Korrektion ist für Breitegrade unter 45° negativ, für höhere positiv. Sie erreicht bei mittlerem Barometerstande und bei:

$\varphi =$	45	50	55	60	65	70	75	80	85	90°
$\varphi =$	45	40	35	30	25	20	15	10	5	0°
Korr. =	0,00	0,34	0,67	0,98	1,27	1,51	1,70	1,85	1,94	1,97 mm.

Diese Korrektion, welche noch nicht allgemein eingeführt ist, gilt nur für den Luftdruck, dagegen nicht für die Berechnung der Luftmasse, welche über dem Beobachtungspunkt lagert. Dafür ist keine Korrektion anzubringen.

Dasselbe gilt für die Korrektion nach der Höhe, welche, da die Schwere mit zunehmender Höhe abnimmt, immer negativ ist. Sie ist verschieden für die freie Atmosphäre (z. B. bei Ballonfahrten) und für Bergstationen (vgl. S. 253). Sie ist sehr gering und beträgt:

Höhe in km . . .	1	2	3	4	5	6	8	10
Freie Atmosphäre	0,13	0,23	0,31	0.36	0,40	0,42	0,43	0,40 mm
Gebirgsstationen .	0.08	0,15	0,19	0,23	0,25	0,26	0.27	0,25 mm.

Dabei ist mit dem mittleren Barometerstand in den verschiedenen Höhen gerechnet.

Anstatt des Quecksilberbarometers, das relativ schwer zu transportieren ist, benutzt man häufig Metallbarometer (Aneroïde). Bei diesen verwendet man entweder eine mit einem dünnen Wellenblech geschlossene Metalldose oder eine gekrümmte dünnwandige Metallröhre (vgl. S. 546). Unter dem Einfluss der Luftdruckschwankungen verändert das Blech oder die Röhre ihre Form und diese Formänderung wird durch eine Hebelvorrichtung auf einen Zeiger übertragen. Dieser Zeiger kann wiederum mit einem Stift versehen werden, der auf einer durch ein Uhrwerk getriebenen beweglichen Papierrolle den Luftdruck aufzeichnet. Die selbstregistrierenden Barographen sind meist dieser Konstruktion.

Die Metallbarometer sind etwas mit der Zeit veränderlich und ihre Angaben verlangen deshalb hin und wieder Kontrolle durch Quecksilberbarometer. Als Variationsinstrumente sind sie sehr brauchbar. Eine durch besondere Versuche zu ermittelnde Temperaturkorrektion ist an den Ablesungen jedes Metallbarometers anzubringen. Dagegen hat die Schwere keinen Einfluss und die betreffenden Korrektionen fallen fort.

Die einfachste Berechnung der Höhe wäre nach der Formel für adiabatische Volumsänderung auszuführen (vgl. S. 578):

$$\frac{dp}{p} = 3{,}484 \frac{dt}{T}; \; dt = -\,0{,}0098\, dh,$$

worin p der Barometerdruck, T die absolute Temperatur und h die Höhe in Metern bezeichnen. Erst führt man die bekannte Höhe dh in die zweite Formel ein, findet so einen Wert von dt und führt nun diesen, sowie die bekannten Werte des Luftdrucks (p) und der absoluten Temperatur (T) an der Erdoberfläche ein, dann findet man aus der ersten Formel dp, woraus der Luftdruck ($p-dp$) in der Höhe dh hervorgeht. In dieser Weise sind die unter b_a auf S. 586 tabellierten Luftdrucke in verschiedenen Höhen gefunden. Wie aus der genannten Tabelle ersichtlich, erhält man auf diese Weise Werte des Luftdruckes, welche ziemlich nahe mit den beobachteten (b_m) übereinstimmen. Sie sind, wegen der zu niedrig geschätzten Temperatur in den höheren Luftschichten, etwas geringer als die beobachteten, und zwar bis zu 2500 m Höhe um etwa 1 mm für je 500 m.

Wegen dieser Abweichung der Temperatur von dem theoretischen Wert benutzt man für die Höhenmessung lieber folgende Formel (vgl. S. 579), in welche man die empirisch ermittelte Temperatur einführt:

$$\frac{dp}{p} = -\,\frac{M}{RT}\, dh$$

oder integriert:

$$h = 2{,}3025\, \frac{RT}{M} \log \frac{p_0}{p_h}.$$

Für R ist der Wert 845,70 g. m pr. Grad C. zu setzen, für T setzt man gewöhnlich den identischen Wert 273 $(1 + \alpha t)$, worin $\alpha = \frac{1}{273}$ und t die mittlere Temperatur in den Höhen h und 0 bezeichnet. Betreffs M ist zu bemerken, dass es für trockene Luft 28,9 beträgt. Für Wasserdampf ist M geringer, nämlich 18 ($= 0{,}623 \cdot 28{,}9$). Ist deshalb der Partialdruck des Wasserdampfes f und folglich derjenige der trockenen Luft $p-f$, wenn p den totalen Druck darstellt, so ist:

$$M = 28{,}9\, \frac{p-f}{p} + 18\, \frac{f}{p} = 28{,}9 \left(1 - 0{,}377\, \frac{f}{p}\right).$$

Der Faktor 2,3025 ist bei der Integrierung durch den Übergang von natürlichen zu gewöhnlichen Logarithmen hereingekommen.

Schreiben wir die Formel in angegebener Weise um, so erhalten wir zuletzt:

$$h = 18400\left(1 + \alpha\frac{t + t_1}{2}\right)\left(1 + 0{,}377\frac{f}{p}\right)(1 + 0{,}00259\cos 2\varphi)\log\frac{p_0}{p_h}\,\text{m}.$$

Anstatt $(1 - 0{,}377\, f/p)$ im Nenner ist $(1 + 0{,}377\, f/p)$ im Zähler gesetzt. Das Glied $(1 + 0{,}00259\cos 2\varphi)$ ist eingesetzt, weil der Druck von 1 g, welche Grösse in R eingeht, in dieser Weise sich mit der Breite ändert. (Eine ähnliche Korrektion wegen der Abnahme dieses Druckes mit der Höhe hätte auch eigentlich eingeführt werden sollen, sie ist aber sehr gering, sodass sie vernachlässigt werden kann).

Für kleine Höhendifferenzen kann man p als konstant gleich dem mittleren Druck $(p_0 + p_h) : 2$ setzen und erhält so:

$$h = 2\frac{RT}{M}\cdot\frac{p_h - p_0}{p_h + p_0} = 15982\frac{p_h - p_0}{p_h + p_0}\left(1 + 0{,}004\cdot\frac{t + t_1}{2}\right)\text{m}.$$

Bei der Temperatur 0^0 C. und folgenden Luftdrucken entspricht in trockner Luft 1 mm Druckdifferenz einer Erhebung (sogenannte barometrische Höhenstufe) von:

Luftdruck	760	700	650	600	550	500	450	400	350 mm
Höhenstufe	10,5	11,4	12,3	13,3	14,5	15,9	17,8	20,0	22,8 m.

Bei anderen Temperaturen (t) als 0^0 ist die Höhenstufe mit $(1 + 0{,}004\, t)$ zu multiplizieren. (Der Koeffizient 0,004 ist gleich $\frac{1}{273} = 0{,}00366$, vermehrt um eine kleine Grösse wegen der Zunahme von f mit der Temperatur).

Als Beispiel möge angeführt werden: Hann fand auf dem Pilatus (Höhe 2140 m) $p = 596$ $t = 8^0$ C. In Luzern (Höhe 454 m) war gleichzeitig $p = 729{,}8$; $t = 14^0$ C. Aus diesen Werten erhält man:

$$h = 15982\cdot\frac{133{,}8}{1325{,}8}(1 + 0{,}044) = 1684\ \text{m},$$

was sehr gut mit der direkten Messung (1686 m) übereinstimmt.

Die Erfahrung zeigt, dass man bei Nacht und im Winter zu niedrige, bei Tage und im Sommer dagegen zu hohe Höhenwerte aus den barometrischen Messungen erhält. Diese Erscheinung wurde am genauesten von Plantamour und Rühlmann untersucht. Sie beruht darauf, dass die Temperatur der Luftmasse im Winter und bei Nacht

(im allgemeinen bei Temperaturinversionen) höher ist als das Mittel der Werte am Boden und an dem Höhenpunkt, wegen der starken Abkühlung an der Erdoberfläche. Das Umgekehrte gilt für die Zeit des Sommers und Tages. Der Fehler erreicht um Mittag im Juli + 1,6 Proz., um 4 Uhr morgens zur selben Jahreszeit — 0,4 Proz., wie Messungen zwischen Genf und dem St. Bernhard zeigen. Im Winter ist die Schwankung geringer (im Dez. dreimal so klein). Die Messungen geben die besten Resultate im Sommer zwischen 6 und 8 Uhr Vor- oder Nachmittags, im Winter um die Mittagszeit.

Die wirkliche Abnahme des Luftdruckes in grösseren Höhen können wir aus der Tabelle auf S. 586 ersehen. Sie hat folgende Werte:

Höhe . .	0		2		4		6		8		10 km
Luftdruck	762		597		463		355		267		198
Abnahme		0,783		0,776		0,768		0,752		0,742	

Bei einer Höhenzunahme von 200 m nimmt der Luftdruck im Verhältnis 1 : 0,783 in den ersten 2000 m, im Verhältnis 1 : 0,742 zwischen 8000 und 10 000 m zu. Die langsame Abnahme der Verhältniszahl erfolgt nahezu proportional der Höhe. Diese Abnahme beruht auf dem allmählichen. Sinken der Temperatur. Unter der Annahme, dass die absolute Temperatur in geometrischer Progression mit der Höhe abnimmt, finden wir folgende Werte der Temperatur und des Luftdruckes in sehr grossen Höhen.

Höhe	0	5	10	15	20	25	30	40	km
Temp.	+ 10	— 24	— 54	— 80,4	— 103,5	— 123,9	— 141,9	— 171,6°	C.
Druck	760	404	197	92	39,7	16,3	6,2	0,74	mm

Höhe	50	60	70	80	100	150	200	km
Temp.	— 194,5	— 212,3	— 226	— 236,7	— 252,2	— 267	— 271,3°	C.
Druck	0,069	5.10^{-3}	3.10^{-4}	$1,2.10^{-5}$	1.10^{-8}	3.10^{-18}	3.10^{-31}	mm.

Die rapide Abnahme des Druckes in grösseren Höhen beruht auf der sehr raschen Temperaturabnahme. Hann giebt etwas höhere Werte, die jedoch bis zu 50 km Höhe von derselben Grössenordnung sind. Für 100 km Höhe giebt er $1,2.10^{-3}$ und für 300 km 35.10^{-17}. Aus diesem Beispiel ist ersichtlich, wie ungenügend unsere Vorstellungen über die höchsten Schichten der Atmosphäre noch sind.

Aus dem Aufglühen der Meteore in Höhen von 200 km und aus den Nordlichtern in 400 km Höhe (nach Paulsen) muss man schliessen, dass auch die Schätzungen von Hann zu niedrig sind.

Zusammensetzung der Luft in sehr grossen Höhen. Ein Gesetz von Dalton verlangt, dass in einer in Ruhe befindlichen Mischung von Gasen jedes Gas sich so verteilt, als ob die anderen nicht vorhanden wären. Wenn wir also annehmen, dass in der Luft keine Strömungen vorkämen, so müsste für jedes Gas das barometrische Gesetz:

$$\frac{dp}{p} = -\frac{M}{RT} dh$$

gelten, wobei für M das Molekulargewicht des betreffenden Gases einzuführen wäre. Diese Molekulargewichte sind für Sauerstoff (O_2) 32, für Stickstoff (N_2) 28, für Argon (A) 40, für Helium (He) 4, für Wasserstoff (H_2) 2, für Kohlensäure (CO_2) 44, für Wasserdampf (H_2O) 18 und für Sumpfgas (CH_4) 16, für Luft im Mittel 28,9.

Nehmen wir an, ein leichtes Gas wie Wasserstoff befinde sich in der Atmosphäre, so wird für denselben dh-Wert, da T und R dieselben sind wie für die umgebende Luft die prozentische Abnahme des Druckes (dp/p) 14,45 mal geringer sein, als für die umgebende Luft. Der Prozentsatz der Luft an Wasserstoff wird demnach in hohem Grade mit der Höhe steigen. Auf diese Weise werden die schweren Gase zur Erdoberfläche hin konzentriert, die leichteren Gase dagegen sind relativ stark in den höheren Luftschichten vertreten.

Man kann mit Hilfe der obigen Formel die theoretische Zusammensetzung der Luft in einer gegebenen Höhe berechnen, falls man die Zusammensetzung der Luft an der Erdoberfläche kennt. Auf diese Weise fand Hann:

Zusammensetzung der Luft nach Volumsprozenten

Höhe . . .	0	10	30	50	100 km
Stickstoff .	78,04	81,05	85,99	89,62	95,35
Sauerstoff .	20,99	18,35	13,79	10,31	4,65
Argon . .	0,94	0,58	0,22	0,07	0,00
Kohlensäure	0,03	0,02	0,004	0,00	0,00

Wie oben angeführt, hat man in Luftproben, die bei Ballonfahrten genommen worden sind, den Sauerstoff- und Kohlensäure-Gehalt unverändert gefunden. Dies zeigt, dass in den unteren Luftschichten die Luftströmungen viel zu kräftig sind, um eine Änderung der Zusammensetzung mit der Höhe zu erlauben. Die Verteilung der Gase, die dem Daltonschen Gesetze entspricht, stellt sich durch Diffusion her, die in Luft von gewöhnlichem Druck äusserst langsam vor sich geht. Die

Diffusion ist in 1 m langen Röhren nach einer Stunde eben merklich, bei 1000 mal grösseren Dimensionen ist eine Million mal so lange Zeit nötig. Um bis zu 1 km Höhe zu dringen, brauchte die Diffusion mehr als hundert Jahre. Während dieser Zeit hat sich die Luft vielemal durch Strömungen umgesetzt.

Anders können die Verhältnisse in den höchsten Schichten der Atmosphäre liegen. Die Diffusionsgeschwindigkeit ist dem Drucke umgekehrt proportional. Zwar nimmt sie auch etwa proportional der Quadratwurzel aus der absoluten Temperatur zu. Aber jedenfalls hat die Temperatur einen ganz geringen Einfluss, verglichen mit dem Druck bei derselben Höhenänderung. In Höhen von 150 bis 200 km ist der Druck so verschwindend gering, dass die Diffusion sich trotz der Luftströmungen geltend machen kann. Es ist deshalb wohl möglich, dass in diesen Schichten Wasserstoff, Helium und Kohlenwasserstoffe einen merklichen Prozentsatz von den atmosphärischen Gasen ausmachen. Zwar ist die absolute Menge dieser leichten Gase verschwindend (etwa 10^{-20}—10^{-30} mm Druck entsprechend), sodass sie, wenn sie auch die Hauptmasse dieser hohen Schichten bilden, doch einen ganz verschwindenden Bruchteil von der Totalmasse der Luft repräsentieren.

Das Nordlicht (in 400 km Höhe) zeigt zwar das Stickstoffspektrum; es ist aber sehr wohl möglich, dass trotzdem der Stickstoff einen geringen Bruchteil der daselbst befindlichen Atmosphäre ausmacht. Denn bei elektrischen Entladungen giebt der Stickstoff ein viel kräftigeres Licht als die anderen Gase (Wasserstoff und Kohlenwasserstoffe).

Wahrscheinlich geht die irdische Atmosphäre kontinuierlich in eine ausserordentlich dünne interplanetarische Atmosphäre über. Zöllner hat unter Annahme der Giltigkeit des Mariotteschen Gesetzes und des Newtonschen Schwerengesetzes versucht, die Dichte der interplanetarischen Atmosphäre zu berechnen. Er kam zu dem Resultat, dass sie 10^{346} mal geringer als diejenige der Luft an der Erdoberfläche ist. Zu noch niedrigeren Ziffern kam bei ähnlichen Berechnungen neuerdings Rogovsky. Er nahm die mittlere Temperatur der Luft gleich — 63,5° C. an, und schloss daraus, dass die Dichte des Stickstoffs im interplanetarischen Raum (längs der Erdbahn) gleich 10^{-440}, diejenige des Sauerstoffs gleich 10^{-500} gesetzt werden muss, falls die Dichte dieser Gase an der Erdoberfläche als Einheit genommen wird. Für Sumpfgas erhält man in ähnlicher Weise 10^{-250}, für Wasserstoff 10^{-31}. Nach den S. 482 angegebenen Daten wäre der Gehalt an Wasserstoff im interplanetarischen Raum (in der Nähe der Erdbahn) von der Grössenordnung 2.10^{-36} mg

pro cm^3, für Sumpfgas wäre die entsprechende Ziffer 10^{-255}. Ein cm^3 Luft von der Erdoberfläche würde eine Kugel erfüllen, deren Durchmesser 10^{98} Lichtjahre ausmachen würde, wenn die Dichte in dieser Kugel der Zöllnerschen Zahl entspräche.

Die Dichte der interplanetarischen Atmosphäre ist jedenfalls bedeutend grösser in der Umgebung der Sonne als längs der Erdbahn.

Nach der grossen Rolle zu urteilen, welche Kohlenwasserstoffe bei den Kometen spielen, scheint diese äusserst dünne planetarische Atmosphäre hauptsächlich aus Kohlenwasserstoffen zu bestehen. Es ist deshalb sehr wohl denkbar, dass ein steter Strom von Kohlenwasserstoffen (wahrscheinlich zum grössten Teil Sumpfgas, das am leichtesten von den Kometen sich losreissen kann) unserer Atmosphäre, worin sie verbrennen (vgl. S. 477), aus dem interplanetarischem Raum zuströmt. Da aber die molekulare Geschwindigkeit (bei der niedrigen Temperatur im Universum) etwa 10^6 mal geringer als die Lichtgeschwindigkeit ist, so ist der Zufluss nach den zuletzt angeführten Daten von der Grössenordnung 1 mg in einem Jahr für Wasserstoff, in 10^{74} Jahren für Sumpfgas, also ganz verschwindend.

Das Hypsometer. Zur Bestimmung des Luftdruckes kann man den Siedepunkt eines chemisch einheitlichen Körpers, z. B. Wassers, beobachten. Je niedriger nämlich der Luftdruck ist, um so tiefer liegt der Siedepunkt der Flüssigkeiten. Beim Siedepunkt ist der Dampfdruck der Flüssigkeit genau gleich dem Luftdrucke. Nun gilt für den Dampfdruck einer Flüssigkeit die van't Hoffsche Umgestaltung der Clapeyronschen Gleichung:

$$\frac{dp}{p} = \frac{W \cdot J}{RT^2} dt,$$

worin W die Verdunstungswärme pro Grammolekel der Flüssigkeit bei der betreffenden Temperatur darstellt. Andererseits gilt für den Luftdruck p_1 (bei der Temperatur T_1) die Barometerformel (vgl. S. 579):

$$\frac{dp_1}{p_1} = -\frac{M}{RT_1} dh.$$

Aus diesen beiden Gleichungen folgt, da beim Siedepunkt der Dampfdruck p gleich dem Luftdruck p_1 ist:

$$dh = -\frac{T_1 W \cdot J}{MT^2} dt = k dt.$$

Das Minuszeichen bedeutet, dass die Siedetemperatur mit steigender Höhe h über dem Meer abnimmt. Wenn W sich nicht mit der Temperatur änderte und T mit genügender Genauigkeit als konstant angesehen werden könnte, so würde die Höhe dh proportional der Differenz (dt) des Siedepunktes an den beiden um dh entfernten Orten sein.

In der Nähe von 100° C. ist W für Wasser nach Wiebe $= 18.547$, $T = 373$, $J = 426$ gm, $M = 28{,}9$, T_1 möge gleich 283 angenommen werden, so folgt $k = 295$. Einem Sinken der Siedetemperatur von 1° C. entspricht demnach eine Steigung von 295 m.

Auf 295 m sinkt T_1 um etwa 0,6° C. pro 100 m, d. h. 1,77° C. = 0,63 Proz., T sinkt 1° = 0,27 Proz. und W steigt 0,09 Proz. Die Änderung von k, wenn T um 1° sinkt, ist infolgedessen $0{,}63 - 0{,}09 - 2 . 0{,}27 = 0{,}00$ Proz. Die Steigung ist also der Erniedrigung des Siedepunktes fast genau proportional, und zwar kann mit genügender Annäherung geschrieben werden:

$$dh = -285\,(1 + \alpha t)\,dt = (285 + t)\,dt,$$

worin t die Temperatur an der Meeresoberfläche (eigentlich an der Fläche, wo der Druck 760 mm herrscht) bedeutet und $\alpha = \frac{1}{273}$. Dabei wird mit einer Temperaturabnahme in vertikaler Richtung von 0,6° C. pro 100 m gerechnet. Forbes und Soret haben die Formel:

$$dh = 294\,dt$$

gegeben, welche aus Messungen in den Alpen ermittelt wurde. Sie entspricht einer mittleren Temperatur von + 9° C. an der Meeresoberfläche zur Zeit der Messungen.

Zum gewöhnlichen Gebrauch rechnet man die Siedepunktsbeobachtung mit Hilfe von folgender kleiner Tabelle in Barometerdruck um (von Broch nach Regnaults Daten, korrigiert von Wiebe):

Siedepunkt . .	100	99	98	97	96	95	94	93	92	
Luftdruck . .	760	733,3	707,3	682,2	657,7	634,1	611,0	588,8	567,1	
Differenz pro 1°		26,8	26,1	25,2	24,5	23,7	23,1	22,2	21,7	20,9

Siedepunkt . .	91	90	89	88	87	86	85	84	82	80
Luftdruck . .	546,3	526,0	506,3	487,3	468,8	451,0	433,7	417,0	385,0	355,3
Differenz pro 1°		20,3	19,7	19,0	18,5	17,8	17,3	16,7	16,0	14,9

Nach dieser Umrechnung findet man die Höhe nach der gewöhnlichen Barometerformel.

Die Hypsometermessungen geben direkt den Luftdruck und nicht die drückende Luftmasse an. Man braucht deshalb ebensowenig wie

an den Metallbarometern eine Schwerenkorrektion anzubringen. Damit das Hypsometer ebenso genaue Angaben giebt, wie das Barometer, welches man auf 0,1 mm genau (1 m Höhe entsprechend) ablesen kann, muss man die Temperatur auf etwa 0,004° C. genau bestimmen. Es bietet jetzt keine Schwierigkeit, Thermometer zu konstruieren, die man auf 0,001° C. ablesen kann.

Da ein gewöhnliches Quecksilberbarometer den um die Schwerenkorrektion verminderten Luftdruck angiebt, und dieser mit Hilfe des Hypsometers ermittelt werden kann, so erhält man durch eine gleichzeitige Barometer- und Hypsometermessung einen Wert dieser Schwerenkorrektion. Mohn hat deshalb vorgeschlagen, diese Methode zur Ermittelung der Schwerenvariation zu benutzen (vgl. S. 247).

Das Variometer von v. Hefner-Alteneck. Eine etwa 1 l haltende Flasche, deren Oberteil in Fig. 184 dargestellt ist, trägt zur Vermeidung von heftigen Temperaturschwankungen eine Umhüllung von Watte und ist durch einen zweifach durchbohrten Stopfen geschlossen. Die rechte Durchbohrung enthält ein Glasrohr, dessen nach unten gebogenes Ende in eine äusserst feine Spitze oder Kapillare endet. In der linken Durchbohrung steckt ein mehrfach umgebogenes Glasrohr, von dem ein Teil nahezu horizontal liegt und einen schwach nach unten konvexen Bogen bildet. Dasselbe enthält einen gefärbten Öltropfen, der bei Ruhe der Atmosphäre in der Mitte des horizontalen Teiles liegt, und dessen Lage auf einer Skala abgelesen werden kann.

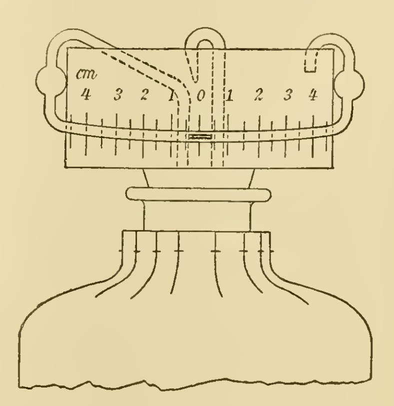


Fig. 184. Oberer Teil des Luftdruck-Variometers von v. Hefner Alteneck.

Sehr langsame Veränderungen des äusseren Luftdruckes gleichen sich durch das erste Rohr aus, heftige Schwankungen dagegen nicht, sondern der Tropfen verschiebt sich nach links bei einer Steigung, nach rechts bei einem Sinken des Luftdruckes. Die Grösse der Verschiebung giebt die Heftigkeit der Luftdruckschwankung an.

Bei Gewittern, starken Regen- und Schneefällen zeigt das Variometer eine starke Unruhe. In bewohnten Häusern reagiert das Variometer auf die Luftdruckschwankungen beim Öffnen oder Schliessen von Thüren und Fenstern.

Die Anwendung dieses einfachen Instrumentes ist bisher recht beschränkt geblieben.

Die tägliche Schwankung des Luftdruckes. Diese Schwankung ist von sehr grosser Regelmässigkeit und wurde deshalb schon im Jahre 1682 zu Gorée in Senegambien entdeckt. Dass sie nicht zuerst in nördlicheren Gegenden aufgefunden wurde, beruht teils darauf, dass sie stark mit steigender geographischer Breite abnimmt (vgl. Fig. 185) und teils darauf, dass sie in höheren Breiten von den ausserordentlich kräftigen unregelmässigen Luftdruckschwankungen verdeckt wird. Sie hat eine halbtägige Periode mit zwei Maximis und zwei Minimis, die da, wo die Erscheinung am regelmässigsten auftritt, nahezu gleich weit vom Mittel abweichen.

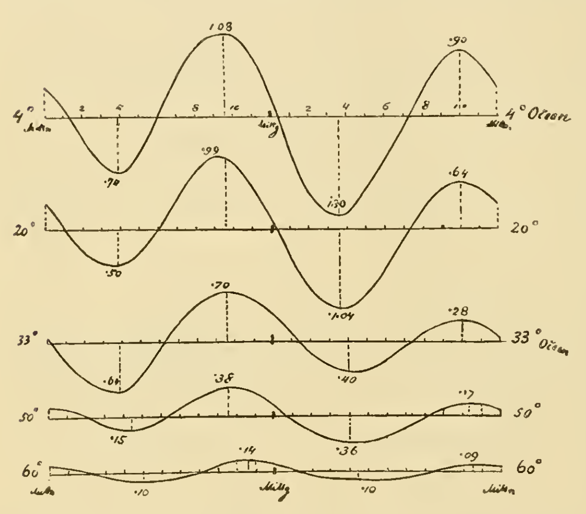


Fig. 185. Die tägliche Schwankung des Luftdruckes in verschiedenen Breiten.

Diese Schwankung erinnert durch ihre Periode an das Gezeitenphänomen. Sie richtet sich aber nach dem Sonnenstand und nicht nach dem Monde, was sie thun müsste, wenn die Schwerenwirkung der Himmelskörper sie hervorriefe.

Die Grösse und der Gang dieser Schwankung ist am einfachsten aus dem nebenstehenden Diagramm zu ersehen, wo die Abweichungen der Maxima und Minima vom Tagesmittel beigeschrieben sind. Die Maxima treten zwischen 9^h und 10^h Vor- und Nachmittag ein, die Minima gegen 4^h morgens und abends.

Die Jahreszeiten üben etwas Einfluss auf diesen Gang des Barometers aus. Das Minimum tritt im Winter etwa 1—2 Stunden später am Morgen und 2 Stunden früher am Nachmittag ein als im Jahresmittel. Im Sommer verschieben sich die Minima um etwa 1 Stunde in entgegengesetzter Richtung und auch die Maxima treten am Morgen 2 Stunden

verfrüht, am Abend 1 Stunde verspätet gegen die Extreme im Jahresmittel ein.

In tropischen Gegenden ändert sich die Grösse der Schwankung so, dass sie in den Regenzeiten vermindert wird, dagegen bleibt die Eintrittszeit der Extremwerte ziemlich unverändert. Auch in höheren Breiten nimmt die Amplitude im Sommer zu, im Winter ab.

Einen eigentümlichen Einfluss hat die Lage des Beobachtungsortes in Bezug auf die Küste. Auf Küstenstationen (z. B. Valentia, vgl. Fig. 186) ist das Nachmittagsminimum sehr schwach, auf Stationen von

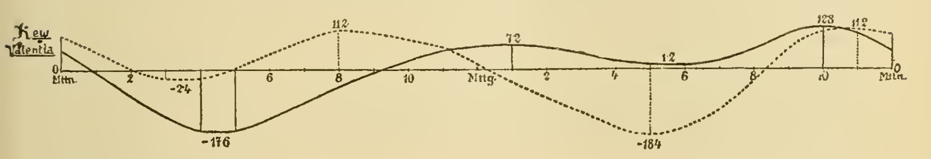


Fig. 186. Tägliche Schwankung des Barometers an einer Binnenlandstation (Kew ......) und an einer Küstenstation (Valentia ——).

mehr kontinentaler Lage, die jedoch nicht sehr weit von der Küste gelegen zu sein brauchen (z. B. Kew), ist das Morgenminimum relativ schwach entwickelt. Ebenso wie Küstenstationen verhalten sich Stationen auf Berggipfeln, wie Kontinentalstationen dagegen Stationen, die in Thälern gelegen sind. Daselbst kann sogar das Abendmaximum und Nachtminimum verschwinden (Irkutsk). Ebenso entspricht der Gang des Barometers bei trübem Wetter (nach Lamonts Untersuchungen betreffs München) demjenigen auf Küstenstationen, derjenige bei heiterem Wetter dem Gang im Inlande.

Alle diese Verhältnisse werden übersichtlich und einfach, sobald man die Temperaturschwankung des Barometers mit Hilfe der harmonischen Analyse in eine ganztägige und eine halbtägige Komponente zerlegt. Dies erhellt aus folgenden Beispielen, welche die durch harmonische Analyse erhaltenen Ausdrücke der Barometerschwankung S für einige typische Extremfälle darstellt (nach Hann):

Inselstation: Jersey; $S = 0{,}04 \sin (262 + t) + 0{,}27 \sin (144 + 2\,t)$,
Küstenstation: Valentia; $S = 0{,}22 \sin (190 + t) + 0{,}20 \sin (146 + 2\,t)$,
Inlandstation: Kew; $S = 0{,}21 \sin (20 + t) + 0{,}24 \sin (144 + 2\,t)$,
Kontinental- und Thalstation: Irkutsk; $S = 0{,}76 \sin (5 + t) + 0{,}26 \sin (157 + 2\,t)$,
Thalstation: Klagenfurt; $S = 0{,}58 \sin (23 + t) + 0{,}27 \sin (156 + 2\,t)$,

Ebenenstation: Kalocsa (Ungarn): $S = 0{,}22 \sin (357 + t) + 0{,}25 \sin (137 + 2t)$,

Gipfelstation: Säntis, heitere Tage; $S = 0{,}34 \sin (218 + t) + 0{,}18 \sin (124 + 2t)$,

Gipfelstation: Säntis, trübe Tage; $S = 0{,}23 \sin (147 + t) + 0{,}20 \sin (130 + 2t)$,

Gipfelstation: Sonnblick; $S = 0{,}32 \sin (182 + t) + 0{,}18 \sin (110 + 2t)$.

In diesen Formeln bedeutet t die Zeit, welche nach Mitternacht verflossen ist, und da ein Tag (= 1440 Minuten) einer ganzen Periode (= 360 Bogengraden) entspricht, so ist die Zeiteinheit 4 Minuten und 1 Stunde entspricht 15 Zeiteinheiten.

Was zunächst die ganztägige Variation betrifft, so ist der Phasenwinkel bei kontinentalen Stationen (nicht Bergstationen) nahezu 0^0 oder 360^0. Mit anderen Worten, das Minimum tritt um 6^h Abends, das Maximum um 6^h Morgens ein. Dies gilt auch in den Tropen auf dem Ocean. In höheren Breiten verschiebt sich auf dem Meer der Phasenwinkel, sodass er immer geringer wird und 280^0 sich nähert (Maximum um $11{,}7^h$ Vormittags).

Die Amplitude nimmt mit steigender geographischer Breite ab, jedoch recht unregelmässig, indem lokale Verhältnisse sich stark geltend machen (sie ist, wie oben gesagt, viel grösser in Thälern als in der Ebene). Nach Angot ist sie im Mittel:

Breite	20^0	28^0	41^0	45^0	49^0	54^0
auf dem Kontinent	0,75	0,98	0,62	0,36	0,22	0,15 mm
„ „ Ocean . .	0,26	—	0,15	0,14	0,14	— „

Stationen auf Berggipfeln zeigen teils dieselbe Schwankung wie die Ebene, teils auch eine Schwankung in umgekehrter Richtung, die von den tagsüber aufsteigenden Luftströmen herrührt. Bei etwa 1200 m Höhe kompensieren die beiden Einflüsse einander. Bei höherer Lage ist der ganztägige Gang des Barometers umgekehrt wie in der Ebene und der Phasenwinkel ist dementsprechend etwa 180^0 (Maximum um 6^h Abends). Die Amplitude nimmt demnach stetig ab von der Ebene bis 1200 m Höhe und danach wieder zu und erreicht in etwa 3000 m Höhe denselben Wert wie in der Ebene. Diese Ziffern gelten für den Sommer.

Die halbtägige Barometerschwankung ist im Gegensatz zu der ganztägigen äusserst regelmässig. Der Phasenwinkel beträgt für Stationen

in der Ebene über dem Ocean am Äquator 156° und nimmt sehr wenig mit steigender Breite ab, indem er unter 50° Breite auf 148° zurückgeht, einer Verspätung von nur einer Viertelstunde entsprechend.

Die Amplitude dieser Schwankung nimmt mit steigender Breite stark ab und ist etwa dem Kubus des Cosinus der Breite proportional, wie folgende Tabelle zeigt. Sie beträgt für:

Breite . .	0	10	20	30	40	50	60
Amplitude	0,98	0,92	0,81	0,65	0,46	0,27	0,09 mm
$0{,}98 . \cos^3\varphi$	0,98	0,94	0,81	0,62	0,44	0,26	0,13

Diese Amplitude zeigt auch eine sehr merkwürdige jährliche Periode mit zwei Maximis um die Sonnenwendezeiten, einem schwachen Minimum im Dezember (bei der Sonnennähe) und einem kräftigen Minimum im Juni oder Juli (bei der Sonnenferne der Erde) in den Tropen, wie folgende Tabelle zeigt:

Mittlere Amplitude der halbtägigen Barometerschwankung in mm 1) Upsala 59° 52′ n. Br. 2) Leipzig 51° 20′ n. Br. 3) München 48° 9′ n. Br. 4) Klagenfurt 46° 37′ n. Br. 5) Mailand 45° 28′ n. Br. 6) Rom 41° 52′ n. Br. 7) 22° 30′ s. Br. 8) 10° n. Br.

	Jan.	Feb.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
1)	0,13	0,11	0,15	**0,16**	0,14	0,13	*0,13*	0,14	**0,17**	0,15	0,11	*0,10*	0,13
2)	0,16	0,20	0,24	**0,27**	0,22	*0,20*	0,21	0,23	**0,27**	0,22	0,21	*0,16*	0,22
3)	*0,21*	0,23	0,28	**0,29**	0,28	0,26	*0,25*	0,26	**0,28**	0,27	0,21	0,21	0,25
4)	0,23	0,29	**0,35**	0,26	0,26	*0,25*	**0,34**	0,27	0,27	0,24	*0,21*	0,24	0,27
5)	0,30	0,35	**0,38**	0,36	0,30	*0,29*	0,29	0,31	0,32	**0,33**	0,31	*0,29*	0,32
6)	0,30	0,33	**0,35**	0,32	0,29	*0,26*	0,26	0,30	0,35	**0,36**	0,33	*0,29*	0,31
7)	*0,65*	0,68	**0,70**	0,68	0,64	*0,61*	0,63	0,66	0,72	**0,72**	0,69	0,66	0,67
8)	0,79	0,80	**0,83**	0,82	0,73	*0,65*	*0,65*	0,69	0,75	0,78	**0,82**	*0,79*	0,76

Die ganze Schwankung ist doppelt so gross wie die tabellierte Amplitude.

In den Tropen ist, wie gesagt, das Juniminimum ausgeprägter als das Dezemberminimum. In nördlicheren Breiten vermindert sich der Unterschied zwischen den beiden Minimis und in Mailand (45° 28′ n. Br.) sind sie gleich. In noch nördlicheren Breiten ist das Winterminimum gewöhnlich tiefer als das Sommerminimum.

Dieser Gang deutet auf eine kosmische Ursache. Ein ganz ähnlicher Gang zeigt sich in der Menge der negativ geladenen Partikelchen,

die von der Sonne weggetrieben in die Erdatmosphäre gelangen (vgl. S. 153 und unten Kap. Polarlicht).

Auch die halbtägige Periode ändert sich mit der Höhe der Beobachtungsstation, indem die Amplitude der Schwankung proportional mit der überlagernden Luftmasse zunimmt. Auf Gipfelstationen wird der Gang ein wenig durch die unter dem Einfluss der Erwärmung aufsteigenden Luftmassen gestört, sodass daselbst der Phasenwinkel geringer ausfällt, als an Stationen in der Ebene, wie die oben angeführten Beispiele vom Säntis und Sonnblick zeigen.

Man hat die halbtägige Schwankung als eine Art Resonanzerscheinung zu erklären versucht. Die Atmosphäre sollte eine natürliche Schwingungsperiode von nahezu 12 Stunden besitzen (Lord Kelvin). Nun hat die Erwärmung der Luft, mittels harmonischer Analyse untersucht, ein Glied von halbtägiger Periode und, obgleich es schwächer als das ganztägige ist, könnte es durch Resonanz eine viel stärkere Schwingung der Luft als dieses hervorrufen. Gegen diese durch viele interessante Untersuchungen gestützte Erklärung scheint der Umstand zu sprechen, dass der Phasenwinkel der halbtägigen Erwärmungsperiode an verschiedenen Orten sehr verschieden ist, im Gegensatz zum Phasenwinkel der halbtägigen Luftdruckschwankung.

Die Jahresperiode des Luftdruckes. Der Luftdruck zeigt auch eine jährliche Schwankung, die eine Folge der Temperaturschwankung ist. Dementsprechend ist dieselbe in äquatorialen Gegenden sehr gering. In höheren Breiten nimmt sie, obwohl in sehr unregelmässiger Weise, zu. Der Einfluss der verschiedenen Erwärmung von Kontinenten und Meeren macht sich hier geltend. Da diese im Winter wärmer sind als jene, so bilden sich über ihnen Barometerminima aus, in welchen die erwärmte Luft aufsteigt, um zu den kühlen Kontinenten abzufliessen und da Maxima hervorzurufen. Im Sommer sind die Temperaturunterschiede zwischen Kontinent und Meer umgekehrt, das Minimum liegt über dem Kontinent, das Maximum über dem Meere. An Küstenstationen treten Mischungen von diesen beiden Typen auf mit zwei Maximis im Winter und Sommer und zwei Minimis im Frühling und Herbst. In den arktischen Gegenden (nördliche Halbkugel) treten umgekehrt die Maxima im April-Mai und November, die Minima im Januar und Juli auf.

Die erwärmte aufsteigende Luftsäule bringt auf Gebirgsstationen ein Maximum des Luftdruckes im Sommer (Juli-August) hervor und ein



Fig. 187. Januar-Isobaren.

Minimum im Spätwinter (Febr.-März). Die Amplitude der Schwankung wächst, wie natürlich, mit der Seehöhe.

Geographische Verteilung des Luftdruckes. Um den Luftdruck an verschiedenen Stellen zu vergleichen, muss man, wie bei der Untersuchung der Temperaturverteilung, den Druck wegen der Meereshöhe korrigieren. Dies geschieht nach der oben gegebenen Barometerformel. Gewöhnlich reduziert man den Barometerstand auf Meeresniveau.

Durch Verbindung verschiedener Orte mit gleichem Luftdruck erhält man Isobaren, welche von Brandes (1816) und Loomis (1842) zuerst gezeichnet wurden. Diese Linien gleichen (auf Meeresniveau reduzierten) Luftdruckes bilden den wesentlichen Inhalt der Wetterkarten.

Die Verteilung des Luftdruckes ist auf den beigegebenen Karten (Fig. 187—188) für die extremen Monate Januar und Juli wiedergegeben. Die wichtigsten Details derselben sind folgende:

Im Januar herrscht niedriger Luftdruck über der äquatorialen Zone, von dort aus nimmt der Druck nach beiden Seiten hin zu und erreicht zwei Maxima an den 30. Breitegraden. Von 30° s. Br. nimmt der Luftdruck schnell gegen den Südpol hin ab.

Über Asien (besonders im Nordosten) liegt ein stark ausgeprägtes Maximum, ein etwas schwächeres über Nordamerika. Das kräftigste Minimum befindet sich im Nordwestteile des Atlantischen Oceans, ein schwächeres Minimum über dem Nordteil des Stillen Oceans.

Im Juli nimmt der Luftdruck vom Äquator, wo mittlerer Druck (760 mm) herrscht, bis etwa 30° s. Br. zu, von wo er, wie im Winter, stetig gegen den Südpol sinkt. Minima liegen über den mittleren und südlichen Teilen der nördlichen Kontinente. Unter 40° n. Br. herrscht hoher Luftdruck über den Oceanen, welche weiter nach Norden wieder niedrigeren Luftdruck aufweisen. Um den Nordpol herum steigt wiederum der Luftdruck auf mittlere Höhe (760 m).

Im Jahresmittel hat die Äquatorialgegend niedrigen Luftdruck, mit einem Minimum von 756 mm über Nordaustralien. Dies entspricht dem dort liegenden Temperaturmaximum. Der Luftdruck nimmt gegen die subtropischen Breiten der Windstillen (sog. Rossbreiten) hin zu mit Maximis von 764 bis 766 mm über den Oceanen bei 30°, welche Maxima im Sommer etwas anschwellen und sich etwas weiter vom Äquator verschieben. Vom südlichen Wendekreis zum Südpol nimmt der Druck stetig ab bis unter 745 mm bei 60° s. Br.



Fig. 188. Juli-Isobaren.

Nördlich vom nördlichen Wendekreis nimmt der Druck über dem Ocean ab. Barometermaxima erscheinen dagegen über den Kontinenten besonders über Nordostasien, entsprechend dem da gelegenen Kältepol.

Die im Winter über dem Meere sich ausbildenden Minima sind häufig von Isobaren umschlossen, die den Küsten entlang oder parallel laufen. Dies wird besonders schön durch eine Karte von Hann fürs Mittelmeer hervorgehoben. Eine allgemeine Ähnlichkeit im Gang der Isobaren und Isanomalen ist auch unverkennbar (Teisserenc de Bort und Wild). Es giebt aber Ausnahmen von dieser Regel. Die Barometermaxima über dem Meere unter den Wendekreisen entsprechen Temperaturmaximis, über dem grönländischen Kältepol ruht kein Barometermaximum.

Aus den von Buchan gezeichneten isobarischen Weltkarten hat Baschin den mittleren Luftdruck für jeden 5. Breitegrad berechnet. Die Resultate der Rechnung sind in folgender Tabelle über die Abweichung des Barometerdruckes vom Mittelwert 760 mm zusammengestellt. Die Ziffern sind wie die in den Isobarenkarten gezeichneten für die Schwere korrigiert.

Breite	80	75	70	65	60	55	50	n. Br.
Januar	*— 2,9*	— 1,7	— 0,1	+ 2,2	+ 0,9	+ 0,9	+ 2,3	mm
Juli .	— 1,2	— 2,1	— 2,4	*— 2,5*	— 2,5	— 2,3	— 1,3	„
Jahr .	**+ 0,5**	0,0	— 1,4	*— 1,8*	— 1,3	— 0,3	+ 0,7	„

Breite	45	40	35	30	25	20	15	n. Br.
Januar	+ 2,8	+ 3,7	+ 4,8	**+ 4,9**	+ 4,3	+ 2,7	+ 1,1	mm
Juli .	— 0,6	**— 0,1**	— 0,4	— 1,0	— 1,5	— 2,1	*— 2,3*	„
Jahr .	+ 1,5	+ 2,0	**+ 2,4**	+ 1,7	+ 0,4	— 0,8	— 1,7	„

Breite	n. Br. 10	5	0	s. Br. 5	10	15	20
Januar	— 0,5	— 2,0	— 2,0	— 2,0	— 2,6	*— 2,8*	— 2,0
Juli .	— 2,1	— 1,4	— 0,6	— 0,1	+ 1,1	+ 1,7	+ 3,2
Jahr .	*— 2,1*	— 2,0	— 2,0	— 1.7	— 0,9	+ 0 2	+ 1,7

Breite	s. B. 25	30	35	40	45	50	Mittel
Januar	— 0,4	**+ 1,5**	+ 2,5	+ 2,0	— 1,2	*— 6,5*	+ 0,6
Juli .	+ 4,6	**+ 5,4**	+ 4,0	+ 0,3	— 3,5	*— 7,5*	— 0,2
Jahr .	+ 3,2	**+ 3,5**	+ 2,4	+ 0,5	— 2,7	*— 6,8*	0,0

Der meteorologische Äquator bezüglich des Luftdruckes liegt ebenso wie bezüglich der Temperatur etwa 10° nördlich vom geographischen Äquator. Charakteristisch ist die rasche Abnahme des Luftdruckes von 35° s. Br.

zum Südpol hin. Nach den Beobachtungen von Sir James Ross (in den Sommermonaten 1839—43) nimmt der Luftdruck noch in den südlichsten erreichten Gegenden stetig ab und erreicht für 60° s. Br. 740,4 mm für 74° s. Br. den ausserordentlich geringen Wert 736,4 mm.

Wenn man die recht unsicheren Daten für die Polargebiete mit in Rechnung zieht, so erhält man folgende Mittelwerte für den auf Meeresoberfläche reduzierten Luftdruck: auf der nördlichen Halbkugel 759,8 mm, auf der südlichen 756,3 mm.

Nach den Berechnungen von Baschin ist der Luftdruck auf der Halbkugel, welche gerade Winter hat, im Mittel etwa 3 mm höher als auf der Halbkugel, wo Sommer herrscht. Es wandert also eine bedeutende Luftmasse über den Äquator zu der Halbkugel mit fallender Temperatur, was ja wegen der Wärmeverteilung zu erwarten ist. Wegen der Korrektion auf Meeresniveau sind die angeführten Daten etwas grösser als der mittlere Druck an der Erdoberfläche. Die mittlere Landhöhe beträgt 700 m, einem Drucke von 63 mm entsprechend. Da die Landfläche 26,6 Proz. der Erdoberfläche ausmacht, so findet man, dass der wirkliche mittlere Druck an der Erdoberfläche um etwa 16,7 mm geringer als der mittlere reduzierte Druck 758,1 mm ist (vgl. S. 347). Demnach sind sowohl die oben berechneten Werte der Höhe der reduzierten Atmosphäre als auch des Totalgewichts der Luftmasse um 1,8 Proz. zu vermindern, wodurch die Werte auf 7854 m bezw. 5173.10^{12} Tonnen sinken (vgl. S. 475).

Die Luftmasse, welche jährlich über den Äquator verschoben wird, repräsentiert 0,2 Proz. der ganzen Luftmenge, d. h. $10{,}4.10^{12}$ Tonnen, der Masse von 10 400 km^3 Wasser entsprechend. Auf diese Verschiebung will Spitaler die kleinen beobachteten Breitenschwankungen zurückführen.

Die unperiodischen Luftdruckschwankungen. Viel grösser als die einige Millimeter betragenden jährlichen oder täglichen Schwankungen des Barometers sind diejenigen, welche mit dem Gang der Cyklonen verbunden sind. Wenn man die Veränderlichkeit des Monatsmittels des Luftdruckes als die mittlere Abweichung (deren Zeichen unberücksichtigt bleibt) der einzelnen Monatsmittel vom Generalmittel in einer langen Reihe von Beobachtungsjahren berechnet, so erhält man erhebliche Werte, so z. B. für Paris und Januar nach einer 120jährigen Reihe nicht weniger als 3,5 mm. Die Veränderlichkeit ist am grössten in den Wintermonaten und in höheren Breiten, am geringsten im Som-

mer und in den Tropen, ungefähr wie die Veränderlickeit der Temperaturmittel. Dagegen zeigen die Oceane in Bezug auf den Luftdruck Unstetigkeit, die Kontinente geringere Veränderlichkeit, umgekehrt wie für die Temperatur. Besonders der Nordwestteil des Atlanten (im Winter) und das südliche Polarmeer sind durch grosse Unruhe der Luft gekennzeichnet. Die unperiodische tägliche Schwankung erreicht im Winter für Jan Mayen 9,1 mm (dagegen nur 2,7 im Sommer), auf Südgeorgien sind die entsprechenden Werte 8,8 und 7,2 mm, während sie in Lissabon sich auf nur 3,5 bezw. 2,1 mm belaufen.

Dieselben Unterschiede zeigen sich in den monatlichen unperiodischen Schwankungen, für welche Köppen folgende Tabelle entworfen hat (geltend für die Nordhalbkugel):

n. Breite	0	10	20	30	40	50	60	70	80	
Winter, Ocean . .	3	4	8	16	29	38	54	40	34	mm
„ Kontinent	4	6	9	13	18	25	31	29	—	„
Sommer, Ocean . .	3	4	6	9	16	25	28	25	18	„
„ Kontinent	4	5	7	10	12	14	19	18	—	mm

Das Maximum der Unruhe liegt auf etwa 60° n. Br im Meer zwischen Island und Grönland.

In den Tropen gehen die halbtägigen Schwankungen in die unperiodischen Schwankungen ein und vergrössern sie um etwa 2—3 mm. Diese regelmässige Schwankung ist in den Köppenschen Zahlen durch Korrektion entfernt. Die barometrische Unruhe ist auf dem Atlanten etwa doppelt so gross wie im Stillen Ocean. Ferner ist sie grösser über Amerika als über Europa.

Die Abweichung vom mittleren Barometerstand ist bei weitem nicht so gross, wenn sie positiv, wie wenn sie negativ ist. Besonders gilt dies für Küstenstationen. Für Valentia ist das Verhältnis der negativen zu den positiven Abweichungen wie 1,62 : 1, für Barnaul in Sibirien nur wie 1,17 : 1. Dieser Unterschied zwischen hohem und niedrigem Luftdruck rührt davon her, dass die grossen atmosphärischen Störungen an die cyklonischen Barometerminima gebunden sind.

Die grössten Abweichungen vom normalen Luftdruck findet man deshalb in den Barometerminimis. In Reykjavik auf Island wurde am 4. Febr. 1824 692,0 mm beobachtet, am 26. Jan. 1884 in Kilcreggan, Schottland, sank das Barometer auf 693,9 mm. Vielleicht noch einige Zehntel Millimeter tiefer stand das Barometer über Nordirland am 8. Dez. 1886.

Bei tropischen Wirbelstürmen werden gelegentlich noch tiefere Drucke beobachtet, so 687,8 mm über False Point an der Küste von Orissa (Bengalischer Meerbusen) am 22. Sept. 1885, wobei das Meer grosse Verheerungen anrichtete (etwa 8000 Menschenleben gingen verloren).

Die höchsten Barometerstände sind in Sibirien im Winter beobachtet worden. Am 16. Dez. 1877 9 Uhr N. M. wurde in Tomsk ein Luftdruck von 792,8 mm bei — 45,1° C. beobachtet, was auf Meeresniveau und Normalschwere reduciert 802,4 mm entspricht. Gleichzeitig beobachtete man in Semipalatinsk bei — 47,2° C. einen Druck von 784,5 mm, was nicht weniger als 811,0 mm im Meeresniveau entspricht. (Dies dürften die höchsten vorliegenden Daten sein, indem eine Angabe über einen sehr hohen Luftdruck am 23. Jan. 1900, nach Mitteilung vom physikalischen Centralobservatorium zu Pawlowsk, auf einen zufälligen Fehler beruht.)

Die unregelmässigen Barometerschwankungen ziehen wie eine Art von Wellen von unregelmässiger Höhe und Schwingungszeit über die Erdoberfläche. Sie befolgen dabei meistens eine östliche Richtung. Einige Versuche, die mittlere Dauer dieser Luftwellen zu berechnen, sind ausgeführt worden. Sie geben für Paris (1883 bis 1892) etwa 5 Tage mittlere Dauer und eine mittlere Schwankung von etwa 30 mm, welche Daten für Mitteleuropa wohl ziemlich zutreffen.

Wegen der unperiodischen Luftdruckschwankungen muss man eine sehr lange Reihe von Beobachtungsjahren der Rechnung zu Grunde legen, um ein Monatsmittel, das auf 1 mm genau ist, zu erhalten. Man benutzt deshalb dieselbe Methode, wie bei der Berechnung der mittleren Temperatur, indem man die Abweichung von einer nahegelegenen Hauptstation ermittelt. Diese Differenz hält sich nämlich sehr nahe konstant. So z. B. schwankt die Differenz der Jahresmittel von München und Ischl, welche 160 km von einander entfernt liegen, um einen Mittelwert 5,34 mm mit den Extremen 5,48 und 5,16 mm (1871—1880), mit einer Veränderlichkeit von nur 0,06 mm. Auf diese Weise erhält man schon in einem Jahr ein Jahresmittel, das auf 0,1 mm genau ist, während sonst in Mitteleuropa etwa 30—40jährige Beobachtungen dazu nötig wären.

Diese Barometerdifferenzen dienen deshalb den Meteorologen als Kontrolle, um zufällige Beobachtungs- oder Rechnungsfehler auszuschalten oder die Zuverlässigkeit und unveränderte Aufstellung der Beobachtungsinstrumente u. s. w. zu prüfen.

VII. Das Wasser in der Atmosphäre.

Eigenschaften des Wasserdampfes. Die wichtigste Eigenschaft des Wasserdampfes, die er übrigens mit anderen Dämpfen teilt, ist die starke Zunahme seiner Maximalspannung mit der Temperatur. Eine Steigerung der Temperatur um nur 10° genügt (bei 0°) dazu, die zur Sättigung eines bestimmten Volumens Luft nötige Wassermenge zu verdoppeln. Die Zunahme ist jedoch stärker bei niederer als bei höherer Temperatur, sodass bei 100° die Zunahme pro Grad nur 3,6 Proz. beträgt, während sie bei 0° 7,0 Proz. pro ° C. erreicht. Der Wasserdampf folgt bei Maximalspannung der schon mehrfach benutzten Formel:

$$\frac{dp}{p} = \frac{MW \cdot J}{RT^2} dt = \frac{18 \cdot W}{1{,}99\, T^2} dt.$$

M ist das Molekulargewicht des Wasserdampfes (18), W die latente Wärme bei der Verdampfung, welche nach den zuverlässigsten Messungen für verdampfendes Wasser den Wert: 602,7 cal. bei 0° (Dieterici), 579,3 bei 30° und 573,2 bei 40,2° (Griffiths) sowie 536,7 bei 99,9° (Regnault) besitzt, welcher für verdampfendes Eis um die Schmelzwärme des Eises, 79,7 cal. bei 0°, 75 cal. bei — 10° C., zu vergrössern ist.

R ist die Gaskonstante und J das mechanische Äquivalent der Wärme.

Aus der genannten Formel folgt durch Integration:

$$2{,}3025 \log \frac{p_1}{p_0} = \frac{18 \cdot W}{1{,}99} \left(\frac{T_1 - T_0}{T_0\, T_1} \right).$$

Mit Hilfe dieser Formel kann man W aus den Beobachtungsdaten berechnen. Dazu sind die Beobachtungen von Juhlin über den Dampfdruck bei Temperaturen unter 0°, diejenigen von Regnault bei höheren Temperaturen benutzt. Wir erhalten auf diese Weise:

Dampf über Eis.

Temp. . .	— 40		— 30		— 20		— 10		0° C.
Dampfdruck	0,118		0,312		0,806		1,997		4,60 mm
W . . .		608		644		666		661	cal.

Dampf über Wasser.

Temp. . .	— 10		0		+ 10		+ 20		+ 30		+ 40° C.
Dampfdruck	2,197		4,60		9,16		17,39		31,55		54,91 mm
W . . .		588		587		586		584		580	cal.

Temp. . .	+ 40		+ 50		+ 84		+ 92		+ 100° C.
Dampfdruck	54,91		91,98		417,0		611,0		760,0 mm
W . . .		575		566		553		550	cal.

Bei hohen Temperaturen (über etwa 27° C.) findet man W-Werte, welche die direkt beobachteten übersteigen — bei 100° C. um etwa 2 Proz. Man nimmt deshalb an, dass das Molekulargewicht des gesättigten Wasserdampfes etwas grösser, und zwar bei 100° um etwa 2 Proz. grösser als der theoretische Wert 18 ist. In der That weiss man, dass die Dampfdichte des Wasserdampfes etwas grösser ist als die theoretische, nach Cahours bei 107° C. 3,6 Proz. in nahezu gesättigtem Dampfe, was darauf beruht, dass einige Dampfmolekeln die Formel H_4O_2 besitzen.

Schwieriger ist es, die entgegengesetzte Abweichung, die bei 0° 2,5 Proz. erreicht, für Temperaturen unter 27° C. zu erklären. Man kann doch nicht annehmen, dass 5 Proz. der Wasserdampfmolekeln bei 0° C. in Wasserstoff und Sauerstoff zerfallen. Die Abweichung scheint auch nicht aus den möglichen Beobachtungsfehlern zu erklären zu sein, denn man müsste dann Beobachtungsfehler von etwa 0,4 mm voraussetzen. Diese Abweichung verdient die grösste Aufmerksamkeit und eine Neubestimmung der Verdampfungswärme bei 0° C. scheint wünschenswert.

Auch die W-Werte unter Null scheinen eine geringere Verdampfungswärme als die von Dieterici gefundene zu verlangen.

Mit steigender Temperatur steigt also, infolge der Zunahme der Maximalspannung, der Wasserdampfgehalt der Luft rapid. Die Luft ist zwar nicht gesättigt, aber bei sonst gleichen äusseren Umständen bleibt die sogenannte relative Feuchtigkeit, d. h. das Verhältnis zwischen der thatsächlich in der Luft befindlichen Dampfmenge und der in gesättigter Luft enthaltenen, nahezu konstant. Falls demnach die Temperatur der Erde, die im Mittel 15° C. beträgt, aus

irgend einem Grunde um 1° C. steigen würde, so würde der Wasserdampf an der Erdoberfläche um etwa 6,3 Proz. zunehmen. In demselben Verhältnis würden auch die Wasserdampfmengen in höheren Luftschichten, wie wir unten sehen werden, steigen, d. h. die ganze Wassermenge der Atmosphäre würde um 6,3 Prozent zunehmen.

Die Atmosphäre würde dadurch ihre Wärmeabsorption erhöhen und weniger Wärme würde zur Erdoberfläche gelangen. Das Klima würde an der Erdoberfläche mehr oceanisch werden. Die Wärmeunterschiede zwischen den höheren Luftschichten am Äquator einerseits und über den Polargebieten andererseits würden steigen, was die Ausgleichung der Temperaturunterschiede durch kräftigere Luftströmungen befördern würde. Da die wärmetransportierende Fähigkeit der Luft mit der Temperatur stark zunimmt, würde der Ausgleich effektiver sein wie jetzt. Die Winde würden auch die Meeresströme in stärkere Bewegung setzen. Die Niederschlagsmenge würde in ungefähr demselben Verhältnis zunehmen wie der Wasserdampfgehalt der Luft.

Die Wirkung würde qualitativ ungefähr dieselbe, aber quantitativ viel bedeutender sein, wie der oben besprochene Effekt der Sonnenflecke auf das Klima von Westeuropa. Ausserdem würde ein kräftiger Ausgleich der Temperatur auf der Erdoberfläche zu stande kommen. Ein solcher Zustand herrscht wahrscheinlich jetzt auf dem Mars (vgl. S. 189) und herrschte sicher in vielen früheren geologischen Epochen auf der Erde. Auf dem Mars kann er nicht dem Wasserdampf zugeschrieben werden, man hat also ein anderes wärmeabsorbierendes Gas in seiner Atmosphäre (wahrscheinlich Kohlensäure) zu vermuten. In den vergangenen geologischen Epochen, welche durch eine ziemlich gleichmässig über die Erdoberfläche verteilte Temperatur gekennzeichnet waren, war die mittlere Temperatur der Erde jedenfalls bedeutend höher wie jetzt. Als beispielsweise Korallen im Meer bei Spitzbergen gediehen, muss die Temperatur daselbst 20° überstiegen haben, und die Temperatur am Äquator muss noch höher gewesen sein.

Es war also damals der Wasserdampfgehalt der Luft viel grösser wie jetzt. Obwohl nun der Wasserdampf die Temperatur der Erdoberfläche durch seine „Glashauswirkung“ (vgl. S. 171) erhöht, so kann man doch nicht die damalige hohe Temperatur (und damit den hohen Wasserdampfgehalt der Luft) durch die grössere Wasserdampfmenge allein erklären. Dies wäre ebenso unrichtig, wie die, übrigens von namhaften Autoren vertretene Ansicht, dass der Hauptgrund der niederen Temperatur im Gebirge Mangel an Wasserdampf in der Luft sei. Man

muss nämlich annehmen, dass der jetzige Zustand stabil ist. Falls dies nicht der Fall wäre, so würde vom Weltmeer etwas Wasser abdampfen, der neugebildete Wasserdampf würde die Temperatur der Erdoberfläche erhöhen, es würde mehr Wasserdampf in die Luft gehen und so weiter, bis man so weit käme, dass das Klima dasselbe, wie in den besprochenen geologischen Epochen, z. B. in der Eozenzeit wäre. Wasser giebt es immer genug im Meere, um die nötige Dampfmenge der Luft abzugeben. Man muss also annehmen, dass ein anderer Faktor zur Erhöhung der Temperatur beitrug und die erste Wärmezunahme hervorrief. Dann konnte diese Zunahme durch Verdunstung von Wasser verstärkt werden.

Die starke Abnahme des Wasserdampfes mit der Höhe ist auch eine Folge des Abhängigkeitsverhältnisses zwischen Temperatur und Maximalspannung. Wie die oben angeführte Tabelle (vgl. S. 586) zeigt, nimmt aber auch im allgemeinen die relative Feuchtigkeit mit wachsender Höhe ab. Falls die Luft stillstände, würden sich allmählich alle Luftschichten vom Meer mit Wasserdampf sättigen. Die vertikale Cirkulation führt kalte wenig wasserhaltige Luft nach unten, wobei sie sich erwärmt und die relative Feuchtigkeit sinkt. Dieser Effekt ist bei gleichem Sinken der Luftmasse stärker bei niederer Temperatur als bei hoher, wie aus der obigen Tabelle aus der prozentischen Zunahme der Maximalspannung zwischen beispielsweise — 20 und — 15 auf der einen, + 10 und + 15 auf der anderen Seite, hervorgeht. Die Abnahme der relativen Feuchtigkeit in grösseren Höhen kann so erklärt werden, ohne dass man eine Zunahme der Cirkulation mit der Höhe anzunehmen braucht. Jedenfalls zeigt diese Abnahme, dass die Cirkulation in vertikaler Richtung bis zu den grössten erreichten Höhen von ungefähr derselben Grössenordnung wie in den unteren Luftschichten ist. Früher war man geneigt, einen relativen Stillstand der höheren Luftschichten anzunehmen.

Wasserdampf hat ein geringeres spezifisches Gewicht als Luft (im Verhältnis 18 : 28,9 = 0,623 : 1). Feuchte Luft hat deshalb geringeres spezifisches Gewicht als trockene, wofür auch oben in der Barometerformel eine Korrektion angebracht ist. Der Unterschied des Gewichtes von einem Kubikmeter trockener Luft und mit Wasserdampf gesättigter Luft von 760 mm Druck ist jedoch gering. Er beträgt bei:

— 20	— 10	0	+ 10	+ 20	+ 30	+ 40° C.
0	1	3	6	11	18	30 g.

Da nun eine Temperaturerhöhung von 1° C. einer Abnahme des Gewichtes von 5 g bei — 5° C. und von 4 g pro m^3 bei 25° C. entspricht,

so sieht man, dass der Einfluss der Wasserdampfaufnahme nur bei hohen Temperaturen mit demjenigen einer Temperaturzunahme in Vergleich kommen kann.

Instrumente zur Messung des Wassergehaltes der Luft. Die theoretisch einfachste und direkteste Methode ist diejenige, ein bestimmtes Volumen Luft mit Hilfe eines Aspirators über oder durch ein Absorptionsmittel für Feuchtigkeit (Chlorkalcium in Stücken, Schwefelsäure auf Bimstein- oder Glasstücken oder am besten Phosphorsäureanhydrid in Röhren eingefüllt) langsam streichen lässt. Die Gewichtszunahme des Absorptionsmittels giebt die in der durchgesaugten Luftmenge vorhandene Wassermenge an.

Da für gewöhnlich der Aspirator (meist eine sogenannte Mariottesche Flasche) mit Wasser gefüllt ist, muss man zwischen ihm und den Trockenmittel enthaltenden Röhren andere Röhren mit Trockenmitteln einschalten, damit kein Wasserdampf vom Aspirator zu den eigentlichen Trockenröhren hinüberdiffundiert. Eine kleine Korrektion ist bei der Berechnung des durchgesaugten Volumens, wegen der Volumsänderung der Luft bei ihrer Sättigung mit Wasserdampf im Aspirator anzubringen.

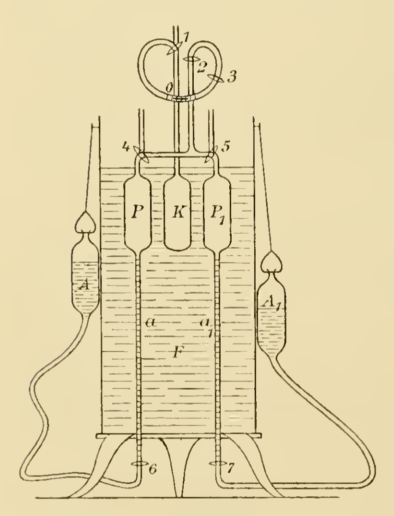


Fig. 189. Hygrometer von Sondén.

Diese Methode ist umständlich und verlangt relativ grosse Apparate und eine gute Wage, die nicht gut auf Expeditionen mitgeführt werden können. Dies vermeidet eine andere chemische Methode. Man führt eine bestimmte Menge der Luftprobe in eine Pipette ein und notiert den Druck vor und nach der Absorption des Wasserdampfes durch Schwefelsäure (Schwackhöfer, Edelmann). Eine genauere Modifikation dieser Methode ist von Sondén angegeben. Nachdem die Probe in eine Pipette P von bestimmtem Volumen eingeführt ist, wird sie durch Quecksilber in eine andere Pipette P_1 (Fig. 189) verdrängt, wo sie sich mit Wasserdampf über Wasser sättigt. Sie wird dann in die erste Pipette zurückgetrieben und man misst die Volumszunahme (in der engen Röhre a), die erfolgen muss, bis der Druck den ursprünglichen Wert annimmt. Die Un-

veränderlichkeit des Druckes wird mit grosser Schärfe von einem sogenannten Kompensator K angegeben. Dieser besteht aus einer konstanten Luftmasse, die durch einen Ölindex O von der ersten Pipette getrennt ist. Die geringste Veränderung des Druckes bringt eine Verschiebung des Index mit sich. Hähne erlauben die verschiedenen Teile des Apparates voneinander abzuschliessen. K, P und P_1 liegen in einem Wasserbad.

Dasselbe Prinzip kann für die Bestimmung des Sauerstoffs oder der Kohlensäure in der Luft benutzt werden. Man verwendet dabei Ab-

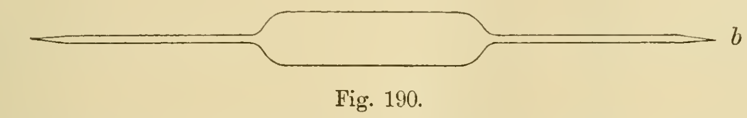


Fig. 190.

sorptionsmittel der betreffenden Substanzen (Pyrogallol bezw. Kalilauge).

Die Luftproben können in evacuierte Röhren von beistehender Form (Fig. 190) genommen werden. Durch Abbrechen der Spitze b wird die Röhre mit Luft von dem zu untersuchenden Orte gefüllt, wonach die Röhre wieder bei b mit Hilfe einer Stichflamme geschlossen wird. Von der Luftprobe, von etwa 200 cc Volumen, nimmt man einen Teil zur Bestimmung des Wasserdampfes, einen zweiten zur Ermittelung der Kohlensäure u. s. w.

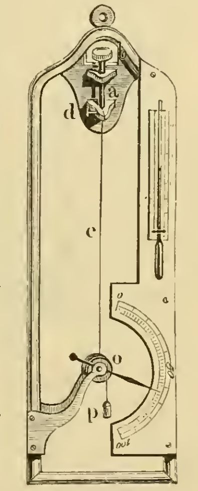


Fig. 191. Haarhygrometer von Saussure.

Die einfachste Methode zur Bestimmung des Wasserdampfgehaltes der Luft ist die Beobachtung des Haarhygrometers von Saussure (Fig. 191). Ein (am besten blondes) langes Menschenhaar, c, wird mit Sodalösung entfettet und an einem Ende, d, eingespannt. Das andere Ende, das mit einem Spanngewicht, p, versehen ist, wird um eine rauhe Achse, o, auf der senkrecht ein Zeiger sitzt, geschlungen. Bei Zunahme der relativen Feuchtigkeit absorbiert das Haar Wasser und verlängert sich. Die Verlängerung wird auf einer Skala abgelesen, über welcher das Ende des Zeigers spielt. Die Graduierung des Hygrometers geschieht empirisch mit Hilfe von Lösungen, die einen bestimmten relativen Dampfdruck zeigen und mit denen das Instrument in einem dichten Kasten eingeschlossen wird. (Wasserfreie Schwefelsäure wird zur Bestimmung des Nullpunktes, reines Wasser zur Bestimmung des Hundertpunktes benutzt). Das Haarhygro-

meter wird zur Konstruktion von selbstregistrierenden Instrumenten, Hygrographen, benutzt. Es empfiehlt sich, dieselben hin und wieder zu kontrollieren.

Eine andere Methode ist die Bestimmung des Thaupunktes, der Temperatur, bei der die Luft gerade mit Wasserdampf gesättigt ist. (Kondensationshygrometer von Daniell, Verbesserungen sind von Regnault und Crova angegeben.) Man kühlt ein blankes, mit Gold, Silber oder Nickel überzogenes, am besten metallenes, Gefäss, das eine leicht verdampfende Flüssigkeit, wie Äther, enthält, in der Weise ab, dass man die Flüssigkeit allmählich verdampfen lässt. Am einfachsten geschieht dies durch Durchsaugen eines Luftstromes. (Daniell liess die Flüssigkeit in ein damit luftdicht verbundenes ziemlich luftleeres Gefäss, das abgekühlt wurde, hinüberdestillieren). Wenn das Gefäss genügend abgekühlt ist, fällt Wasserdampf aus der umgebenden Luft aus. Die blanke Oberfläche überzieht sich mit einem matten Anflug. Die Temperatur wird notiert. Man lässt das Gefäss sich langsam erwärmen, indem man den Luftstrom abstellt, und beobachtet die Temperatur beim Verschwinden des matten Thauüberzugs. Der Mittelwert der beiden Temperaturen ist der Thaupunkt. Bei dem Crovaschen Hygrometer saugt man die zu untersuchende Luft durch ein inwendig blankes Rohr, das mit Glasplatten, durch welche man die Thaubildung beobachtet, verschlossen und von der abdampfenden Flüssigkeit in einem äusseren Rohr umgeben ist. Man erhält auf diese Weise die genauesten Resultate.

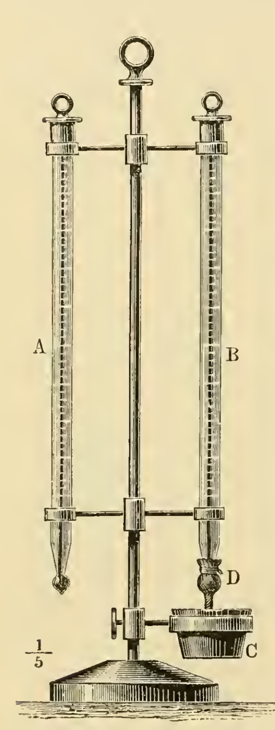


Fig. 192. Augusts Psychrometer.

Die Luft enthält so viel Wasserdampf, wie der Maximalspannung beim Thaupunkt entspricht.

Das gebräuchlichste Instrument zur Feuchtigkeitsbestimmung ist das Psychrometer von August (Fig. 192).

Befeuchtet man die Kugel eines Thermometers, *B*, was gewöhnlich in der Weise geschieht, dass man sie mit einem Musselinstück, *D*, umwickelt, das in Wasser, in *C*, herunterhängt, so sinkt ihre Temperatur im allgemeinen

unter die Lufttemperatur. Dies beruht darauf, dass das Wasser in die umgebende nicht gesättigte Luft verdunstet, wodurch Wärme verbraucht wird. Diese Verdunstung ist pro Zeiteinheit dem Sättigungsdefizit ($E - e$) direkt und dem Luftdruck, b mm, umgekehrt proportional. Andererseits ist die Temperatursenkung, d. h. die Temperaturdifferenz ($\tau - \tau_1$) des trocknen, A, und des feuchten Thermometers, B, annähernd der Verdunstungsgeschwindigkeit proportional. Diesem Verhalten entspricht die Formel:

$$e = E - A\,b\,(\tau - \tau_1).$$

Die Windgeschwindigkeit macht sich in dieser Formel nicht geltend, weil in erster Annäherung die Abkühlung zufolge der Verdampfung durch die Wärmezufuhr, welche in nahezu derselben Weise wie die Verdunstungswärme mit der Windgeschwindigkeit zunimmt, kompensiert wird. Für die Konstante A hat Sprung den Wert 0,00067 gefunden. Svensson fand experimentell die Formel:

$$e = E\,(0{,}974 + 0{,}000442\,\tau_1) - 0{,}000596\,(\tau - \tau_1)\,b.$$

Wenn das feuchte Thermometer mit Eis bedeckt ist, also unter 0°, ist die Konstante 0,000596 durch 0,000526 zu ersetzen. Diese Konstante ist der 0,67 Potenz aus der inneren Reibung des umgebenden Gases umgekehrt proportional.

Die Psychrometerformeln gelten zufolge der Wärmestrahlung nicht für stillstehende Luft. Die Konstante A nimmt dann grössere Werte an. Bei steigender Windgeschwindigkeit sinkt sie allmählich, erst ziemlich rasch, dann langsamer. Deshalb verwendet man bei genaueren Messungen das ventilierte Psychrometer von Belli oder Assmann, in welchem ein Luftstrom von konstanter Geschwindigkeit durch ein Uhrwerk, das einen Centrifugalaspirator treibt, an der trockenen und der nassen Thermometerkugel vorüber gesaugt wird.

Unter 0° giebt das Psychrometer unzuverlässige Resultate. Bei einer Temperatursenkung kann das Wasser überkühlt werden und beim nachher eintretenden Gefrieren die Temperatur des nassen Thermometers über diejenige des trockenen steigen. Die Luft kann dabei ausserdem mit Wasserdampf (in Bezug auf Eis) übersättigt sein, sodass eine Kondensation des Wasserdampfes anstatt der vorausgesetzten Verdunstung eintritt. Dabei steht ebenfalls das feuchte Thermometer höher als das trockne, man beobachtet eine „negative Psychrometerdifferenz“.

In solchen Fällen verwendet man mit Vorliebe das Haarhygrometer.

Wasserdampf giebt einige Absorptionsbänder, welche demnach zu den „atmosphärischen Linien“ (vgl. S. 23 und 505) gehören. Nach der Stärke dieser „Regenbänder“ kann man die Menge des Wasserdampfes in der Luft beurteilen.

Verdunstung des Wassers. Ist die Luft nicht mit Feuchtigkeit gesättigt, d. h. erreicht der Partialdruck des Wasserdampfes in der Luft nicht den Maximaldruck des Wasserdampfes bei derselben Temperatur, so giebt eine freie Wasserfläche der Luft Wasser ab. Die Geschwindigkeit, mit welcher die Abdunstung vor sich geht, ist unter übrigens gleichen Umständen proportional dem sogenannten Sättigungsdefizit, d. h. der Quantität Wasserdampf, welche bis zur Sättigung von der Luft aufgenommen werden kann. Ausserdem übt die Geschwindigkeit des Windes, wie leicht verständlich, einen sehr grossen Einfluss auf die Verdampfungsgeschwindigkeit aus.

Die Verdunstungsgeschwindigkeit ist proportional der Geschwindigkeit, mit welcher der verdunstete Wasserdampf weggeführt wird. Bei stillstehender Luft geschieht dies durch Diffusion, deren Stärke umgekehrt proportional ist der Anzahl von Luftmolekeln in der Umgebung, d. h. dem Druck, dividiert durch die Temperatur. (Einfacher wäre die Abdunstungsgeschwindigkeit proportional dem Volumen V zu setzen, in welchem eine Grammolekel Luft verbreitet ist; dies ist aber nicht üblich, weil man Druck und Temperatur, und nicht dieses Volumen, direkt beobachtet.)

Auch wenn der Wind über die verdunstende Oberfläche weht, bleibt die Wirkung der Diffusion daneben bestehen.

Die Diffusionsgeschwindigkeit (V) entspricht folgender Formel:

$$V = K \cdot T \cdot (E - e) \sqrt{W} : B,$$

worin K eine Konstante, T die absolute Temperatur, $(E - e)$ das Sättigungsdefizit, W die Windgeschwindigkeit und B den Luftdruck darstellen.

Da der meiste Wasserdampf an der Meeresoberfläche gebildet wird, hat die Verdunstung von Salzwasser viel Aufmerksamkeit auf sich gezogen und viele Untersuchungen sind über diesen Gegenstand ausgeführt worden.

Das Meerwasser hat (vgl. S. 359) einen mittleren Salzgehalt von 3,4 Proz., einer Gefriertemperatur von 2,2° C., oder einer Dampfdruckerniedrigung von 2,1 oder rund 2 Proz. entsprechend. Das Sättigungsdefizit über dem Meere ist deshalb um 2 Proz. des Maximaldruckes

bei der gegebenen Temperatur niedriger als dasjenige über Süsswasser. Bei der Verdunstung von Meereswasser hat man mit diesem Sättigungsdefizit, im übrigen aber wie bei der Verdunstung von Süsswasser, zu rechnen. Ähnliche Bemerkungen gelten für die Verdunstung von salzhaltigen Binnenseen, die bei hohem Salzgehalt sehr wenig abdampfen. Man kann demnach keine konstante Zahl für das Verhältnis der Verdunstungsgeschwindigkeit über Meeres- und Seewasser finden, wonach man auch vergeblich gesucht hat.

Die jährlich in den Tropen verdunstende Wassermenge wird von Haughton auf 216 cm geschätzt. Zu ähnlichen Ziffern ist man für die Verdunstung von Süsswasserteichen in Indien (232 cm bei Madras, 159 cm bei Bombay) gelangt.

Betreffs des Windes sollte man auf den ersten Blick glauben, dass die von einer kleinen Fläche, z. B. einer Psychrometerdute, verdunstende Menge der vorbeistreichenden Luftmenge, d. h. der Windgeschwindigkeit proportional wäre. Die Tiefe, bis zu welcher Wasserdampf in die vorbeiziehenden Luftschichten dringt, ist aber der Quadratwurzel aus der Berührungszeit mit der Wasserfläche proportional, mit anderen Worten, der Quadratwurzel aus der Windgeschwindigkeit umgekehrt proportional. Die totale abgeführte Wassermenge in einer bestimmten Zeit ist demnach nur der Quadratwurzel aus der Windgeschwindigkeit proportional. Die Richtigkeit dieses Satzes haben De Heen, Schierbeck und Svensson experimentell konstatiert.

Die Verdunstung über einer kreisförmigen Fläche, über welche der Wind streicht, sollte demnach teils proportional ihrem Durchmesser (der Breite der berührenden Windschicht), teils der Quadratwurzel aus dem Durchmesser (aus der Berührungszeit) bei konstanter Windgeschwindigkeit, d. h. proportional der 0,75. Potenz der Oberfläche sein. Stefan hat aus den Diffusionsgesetzen abgeleitet, dass die in stillstehende Luft verdampfende Flüssigkeitsmenge bei gleichgeformten Flächen dem Umfang der Flächen proportional ist. In der That hat man gefunden, dass kleine Flächen schneller pro cm^2 verdampfen als grosse, der Unterschied ist jedoch nicht so gross, wie die oben abgeleiteten Beziehungen verlangen. Dies rührt daher, dass nicht nur horizontale, sondern auch vertikale Luftströmungen (durch den Temperaturunterschied der abdunstenden Fläche und der Luft) ins Spiel kommen. Wären diese allein vorhanden, so wäre die Abdunstung pro cm^2 bei grossen und kleinen Flächen gleich. Je grösser die Fläche, um so grössere Bedeutung haben die vertikalen Luftströmungen gegen-

über den horizontalen. Für das Meer gilt ohne Zweifel, dass die Verdunstung der Oberfläche proportional ist.

Um die Verdunstungsmenge zu messen, verwendet man besondere Instrumente, Verdunstungsmesser oder Atmometer. Die einfachste und gewöhnlichste Vorrichtung ist eine flache Schale mit niedrigem Rand, in welche man eine abgemessene Menge Wasser nahezu bis zum Rand giesst. Nach einer bestimmten Zeit wird die zurückgebliebene Wassermenge gemessen, woraus man leicht die pro Oberflächeneinheit und Zeiteinheit abgedunstete Wassermenge berechnen kann. Natürlich muss das Instrument vor Niederschlag geschützt sein.

Häufig stellt man ein mit Wasser gefülltes graduiertes Rohr in das Atmometer hinein, sodass die Öffnung des Rohres dicht unter der Oberfläche liegt. Der obere Teil des Rohres ist geschlossen. Dadurch wird das Niveau konstant gehalten, weil ebensoviel Wasser aus dem Rohr ausfliesst, wie vom Atmometer verdunstet. Man kann die abgedunstete Menge an der Graduierung ablesen.

Auf diese Weise hat man für verschiedene Stationen die Wasserhöhe bestimmt, welche daselbst im Laufe eines Jahres verdunsten würde. Dieselbe ist um so grösser, je trockener und wärmer das Klima ist. Sie übertrifft für gewöhnlich die Höhe der jährlichen Niederschlagsmenge. In höheren Breitegraden, an Orten, welche nahe am Meere mit seinen warmen Strömungen liegen, trifft dies nicht mehr zu. Dies ist eine Bedingung dafür, dass Vergletscherung eintreten kann. Einige Ziffern betreffs der jährlichen Verdunstung mögen angeführt werden. Sie beträgt in Bourgogne 57, in Bayern 60, in London 38, in St. Petersburg 30, in Astrachan 74, in Akmolinsk, Sibirien (51,2^0 n. Br., 71,4^0 ö. L.) 104, in Peking 97, in Petro-Alexandrowsk (41,4^0 n. Br., 61,2^0 ö. L.) 232, in Alice Springs (Innere Südaustraliens) 258, in Kimberley (Innere Südafrikas) 247 cm. Die drei letzten Werte sind ungewöhnlich hoch.

Die Daten für die Verdunstung fallen sehr verschieden aus, je nach der Aufstellung der Atmometer. So z. B. zeigte zu Nukuss vom Mai bis Sept. 1875 ein Atmometer im Thermometergehäuse 145 cm, ein im Flusse aufgestelltes, obgleich es von der Sonne beschienen wurde, nur 96 cm an. Die mittleren Temperaturen waren 22,6^0 bezw. 21,6^0 C.

Bisweilen beobachtet man sogenannte negative Verdunstung, z. B. auf Spitzbergen im Winter. Dufour und Forel hingen am Rhônegletscher 1810 m ü. d. M. Eisstücke aus. Durch Wägung konstatierten sie, dass, wenn der Taupunkt über 0^0 C. lag, Wasserdampf sich auf den Eisstücken kondensierte (0,24 cm pro Tag beim Taupunkt 2^0 C.)

Es sind nicht nur Meer, Flüsse, Sümpfe und Seen, welche zu dieser Feuchtigkeit beitragen, sondern auch das Festland, welches, wo es nicht aus unverwittertem Stein besteht, immer mehr oder weniger Wasser enthält. Am meisten gilt dies für die humushaltige Erde, sodann auch für Thon-, Lehm- und Lettenarten, und auch der Sandboden hält einen guten Teil Wasser in den Poren zwischen den Mineralbestandteilen zurück.

Wenn nun in der Luft keine Abfuhr von Feuchtigkeit durch vertikale Luftströmungen stattfände, so würde diese Abdunstung dazu führen, dass die Luft sich mit Feuchtigkeit sättigte. Eine Ausnahme würde das Meer wegen seines Salzgehaltes machen. Die relative Feuchtigkeit über dem Meere erreicht jedoch nicht 98 Proz., wie man nach dem oben gesagten (S. 620) vermuten könnte, sondern am Äquator nur etwa 80—84 Proz., näher den Polen etwa 90—96 Proz.

Die Verdunstung hat einen sehr scharf ausgeprägten täglichen und jährlichen Gang, welcher hauptsächlich von der Temperatur, aber auch obgleich in geringerem Grade von der Windstärke und der relativen Feuchtigkeit abhängt. Bei einer Zunahme der Temperatur steigt nämlich nicht nur die Maximalspannung des Wasserdampfes, sondern im allgemeinen sinkt auch die relative Feuchtigkeit, sodass das Sättigungsdefizit schneller als proportional dem Maximaldampfdruck zunimmt. (Die Zunahme des Maximaldruckes geschieht ziemlich im Verhältnis 1:2 bei einer Temperaturzunahme von 10° C.) Die Abnahme der Luftdichte und Zunahme der absoluten Temperatur mögen auch etwas beitragen. Die tägliche Veränderlichkeit der Verdunstung hat deshalb scharfe Extremwerte gleichzeitig mit der Temperatur, wie folgende Zahlen für Kairo zeigen (Verdunstung pro Stunde in mm). 1) November—Januar. 2) Mai—Juli.

Zeit	Mittn.	2	4	6	8	10	Mittg.	2	4	6	8	10	Mittel
1)	1,31	1,10	0,77	*0,65*	1,50	3,16	4,45	**4,76**	3,95	2,83	1,88	1,36	2,31
Temp.	13,0	12,0	11,5	*10,8*	12,9	15,9	20,1	**21,1**	20,5	17,2	15,0	13,2	15,28
2)	3,00	1,51	*0,91*	1,75	4,39	7,19	11,88	**13,87**	13,47	11,13	7,09	5,19	6,96
Temp.	21,4	19,3	*18,8*	20,3	23,9	28,4	32,2	**34,0**	33,4	30,9	27,6	24,3	26,21

Der jährliche Gang ist ähnlich, wie die folgenden Daten zeigen 1) St. Petersburg, 2) Tiflis, 3) Taschkent, 4) Kiew, 5) Barnaul (53,20° n. Br., 83° 47′ E. v. Gr.), 6) Nertschinsk (51° 19′ n. Br., 119° 37′ E. v. Gr.).

	Seehöhe	Jan.	Feb.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
1)	6 m	*4*	5	10	24	44	**63**	**63**	46	31	18	8	4	320 mm
2)	409	*16*	17	38	44	51	71	**90**	84	54	34	20	18	537 mm
3)	490	*29*	39	87	97	146	198	**215**	201	139	88	57	43	1339 mm
4)	183	*7*	8	20	45	82	71	**86**	70	51	24	10	7	481 mm
5)	146	*3*	4	13	40	95	**106**	**106**	84	63	39	9	3	565 mm
6)	657	*0*	1	11	39	**82**	78	79	55	46	25	4	0	420 mm

Bisweilen fällt die stärkste Verdunstung nicht in den heissesten Monat (wegen des Einflusses der Windstärke und der relativen Feuchtigkeit). So z. B. trifft das Maximum der Verdunstung zu Kairo im Mai (17 cm) und Juni (17,5 cm), das Minimum im Dezember (5,3 cm) ein, obgleich Juli der heisseste und Januar der kälteste Monat ist. Wegen des Einflusses der relativen Feuchtigkeit ist ferner die Verdunstung grösser im Frühling als im Herbst (bei gleicher Temperatur).

Die Änderung des Wasserdampfgehaltes mit der Höhe. Wenn sich der Wasserdampf in der Luft nicht kondensierte, so könnte man die dritte Formel auf S. 592 zur Berechnung seiner Abnahme nach oben verwenden. Danach würde die Abnahme der Wasserdampfmenge mit zunehmender Höhe im Verhältnis 0,623:1 langsamer wie diejenige der Luftmenge erfolgen.

Die Erfahrung lehrt nun, dass das Umgekehrte zutrifft, dass der Wasserdampfgehalt äusserst schnell nach oben abnimmt; eine Folge der starken Temperaturabnahme mit steigender Höhe.

Es liegt dann nahe, zu versuchen, ob nicht die Beobachtungsdaten sich durch eine ähnliche Formel darstellen lassen, wie diejenige, welche für die Abnahme des Luftdruckes nach oben gilt. Hann zeigte, dass dies wirklich der Fall ist, indem der Dampfdruck e_h in der Höhe h durch den Ausdruck dargestellt werden kann:

$$e_h = e_0 \, 10^{-\frac{h}{6,3}},$$

wo e_0 den Dampfdruck an der unteren Station und h den Höhenunterschied in km bedeutet.

Diese Formel giebt die Verhältnisse im Gebirge mit grosser Annäherung wieder; sie beruht offenbar darauf, dass die Temperatur nahezu proportional der Höhe abnimmt und dass der Dampfdruck nahezu einer Exponentialfunktion der Temperatur folgt (vgl. S. 612).

Für die Abnahme des Dampfdruckes mit der Höhe in freier Luft (bei Ballonfahrten) hat man gefunden, dass sie noch rapider vor sich geht. Süring hat für diese Abnahme die Formel aufgestellt:

$$e_h = e_0 \, 10^{-\frac{h}{6}\left(1 + \frac{h}{20}\right)}.$$

Die prozentische Abnahme, die für geringe Höhen ($h = 0$) sehr nahe derjenigen im Gebirge gleich ist, nimmt mit der Höhe stark zu. Dies muss in der That so sein. Denn in grösseren Höhen ist der Tem-

peraturfall nach oben viel grösser als in den unteren Luftschichten. Ausserdem wirkt dieselbe Temperaturabnahme bei niederen Temperaturen (in grösserer Höhe) prozentisch stärker erniedrigend auf den Dampfdruck als bei höheren Temperaturen, nahe der Erdoberfläche.

Es ist jedoch wahrscheinlich, dass die Ballonfahrten, die hauptsächlich bei anticyklonaler Luftverteilung angestellt sind, eine raschere Abnahme ergeben haben als diejenige, welche mittleren Verhältnissen entspricht. Dasselbe gilt natürlich für die bei diesen Fahrten beobachtete relative Feuchtigkeit (vgl. S. 586).

Drachenbeobachtungen aus Amerika, die bei gutem windigen Wetter angestellt sind, geben eine relative Feuchtigkeit von 65 Proz. zwischen 450 und 1200 m Höhe, von 58 Proz. in 1500—1800 m und 51 Proz. in 2100 m Höhe. Diese Beobachtungen entsprechen ebenfalls nicht mittleren atmosphärischen Verhältnissen. Indessen ist, wie gesagt, eine geringe Abnahme der relativen Feuchtigkeit mit steigender Höhe aus theoretischen Gründen wahrscheinlich.

Für verschiedene Rechnungen ist es bequem, die Dampfmenge einzuführen, welche in der Luftsäule über einer gegebenen Fläche, z. B. 1 cm^2 der Erdoberfläche befindlich ist. Zu diesem Zweck müssen wir anstatt mit dem Dampfdruck mit der Dampfmenge rechnen. Diese nimmt nach oben etwas langsamer als der Druck ab. Während nämlich der Dampfdruck in 6300 m Höhe ein Zehntel von demjenigen an der Meeresoberfläche erreicht, ist im Gebirge (6300 m) die Temperatur um 38^0 niedriger, folglich — 28^0 C., wenn sie an der Meeresoberfläche $+ 10^0$ C. beträgt. Erhöht man die Temperatur des Wasserdampfes von -28^0 C. auf $+10^0$ C., so nimmt der Druck im Verhältnis 1 : 1,155 zu. Folglich nimmt die Wasserdampfmenge in 6300 m Höhe nur im Verhältnis 10 : 1,155 = 8,66 ab. Für eine Abnahme im Verhältnis 1 : 10 ist demnach eine Höhenzunahme von 6720 m nötig. Die totale Menge M über 1 m^2 Fläche, wenn im untersten m^3 n g Wasserdampf befindlich sind, wird also:

$$M = \int_0^\infty n \cdot 10^{-h:6720}\, dh = n \cdot \frac{6720}{2{,}3025} = 2917\ n.$$

Mit anderen Worten, die Höhe der homogenen Wasserdampfatmosphäre beträgt 2917 m, falls die Abnahme der Feuchtigkeit dieselbe wie im Gebirge ist.

Wenn also die Luft an der Erdoberfläche bei 10° C. zu 80 Proz. gesättigt ist, d. h. 7,47 g Wasser pro m³ hält, so ist der Totalgehalt an Wasser über 1 m² Erdoberfläche 21790 g.

In der freien Atmosphäre ist die Abnahme des Wasserdampfes nach oben wohl etwas grösser, folglich die Höhe der homogenen Wasserdampfatmosphäre geringer, nach den Ballonfahrten wäre sie etwa 2200 m. Demnach betrüge in dem genannten Falle die Wassermenge in der Luft über 1 m² nur 16,5 kg (vgl. Tab. S. 586). Man ersieht jedenfalls aus diesem Beispiele, wie mächtige Regenschauer durch eine Kondensation der ganzen Wassermenge in der Atmosphäre entstehen können. Im genannten Falle würde die Niederschlagsmenge eine Höhe von 17 bis 22 mm erreichen.

Diese Berechnungen gelten natürlich nur für mittlere Verhältnisse.

Welch ein geringer Teil der Atmosphäre die Wasserdampfmengen sind, ersieht man daraus, dass im erwähnten Beispiel das Gewicht des Wasserdampfes nur 1,2—1,5 mm Quecksilberdruck entspricht. Bei mittleren atmosphärischen Verhältnissen entspricht für die ganze Erde der Wasserdampf etwa 2,14 mm Quecksilber, macht also nur etwa 0,28 Gew.-Proz. der ganzen Luftmenge aus (etwa das 6 fache der Kohlensäuremenge, aber nur ein Viertel der Argonmenge in der Luft, vgl. S. 475).

Folgende Tabelle giebt die Beziehung zwischen Dampfdruck und Höhe, wobei der Dampfdruck an der Erdoberfläche gleich 1 gesetzt ist:

Höhe . . .	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10 km
Im Gebirge .	0,7	0,49	0,35	0,24	0,17	0,12	0,08	0,06	(0,04)	(0,03)
In freier Luft	0,66	0,43	0,27	0,16	0,09	0,05	0,03	0,014	0,007	0,003.

Die jährliche Schwankung der Feuchtigkeit. Auf dem Meere, wo genug Wasser vorhanden ist, um die Luft zu sättigen, erreicht die Feuchtigkeit im allgemeinen etwa 80—85 Proz. Sie ist im ganzen Jahre nahezu unverändert. Sie würde ohne Zweifel 98 Proz. (dem Sättigungsgrade über Meereswasser von 3,5 Proz. Gehalt entsprechend) erreichen, wenn nicht vertikale Luftströmungen oder Winde vom Lande das Gleichgewicht stark störten.

Auf dem Kontinente dagegen reicht das Wasser zur Erhaltung der relativen Feuchtigkeit bei Temperatursteigungen keineswegs aus. Die kälteren Monate, besonders wenn der Boden schneebedeckt ist, fallen relativ feucht aus, die wärmsten dagegen sind trocken. Als Beispiele mögen Barnaul, — relative Feuchtigkeit im Januar 81 Proz., im Mai 57 Proz. — Sultan Bend (37,0° n. Br., 62,4° ö. L. v. Gr.) — Januar 73,

Juli 24 Proz. — und Alice Springs in Central-Australien — Juni (Winter) 59 Proz. Okt.—Nov. (Frühling) 32 Proz. — angeführt werden (vgl. unten die Daten für Ghardaia Tab. S. 629).

Die absolute Feuchtigkeit läuft also über dem Meer vollkommen parallel dem Maximaldruck des Wasserdampfes bei der betreffenden Temperatur. Auf dem Kontinente, wo die Temperatur übrigens viel grösseren jährlichen Schwankungen unterworfen ist, vermag die absolute Feuchtigkeit dem Sättigungsdruck im Sommer nicht zu folgen, aber auf alle Fälle steigt die absolute Feuchtigkeit bedeutend mit der Temperatur.

Die Verhältnisse in unseren Gegenden stehen in der Mitte zwischen den kontinentalen und den maritimen. Als Beispiel mögen die folgenden Werte für Berlin und Wien angeführt werden.

Berlin.

Monat	Jan.	Febr.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
Temp. . .	— *2,17*	+ 0,32	4,73	8,58	13,57	16,97	**18,41**	18,06	14,61	9,57	3,54	0,17	8,86
Absolute Feucht. mm	*3,9*	4,1	4,5	5,3	7,1	9,6	**10,7**	10,6	8,8	7,2	5,1	4,2	6,6
Relative Feucht. Proz.	**84**	80	75	69	*64*	66	67	69	73	79	83	**84**	74

Wien.

Monat	Jan.	Febr.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
Temp. . .	— *1,3*	0,4	4,1	10,0	15,1	18,6	**20,3**	19,6	16,1	10,5	3,7	— 0,8	9,7
Absolute Feucht. mm	*3,6*	3,8	4,4	5,6	8,3	10,1	**11,9**	11,0	9,3	7,4	4,8	3,7	7,0
Relative Feucht. Proz.	**84**	79	72	*63*	64	64	*63*	66	69	76	80	83	72

Das Minimum der relativen Feuchtigkeit tritt schon im Frühling bei der starken Temperatursteigerung und relativer Häufigkeit der trocknen Ostwinde ein, ein schwaches Maximum fällt bisweilen in den Juli, der dann etwas grössere relative Feuchtigkeit als der August aufweist. Das Hauptmaximum fällt in Dez.-Jan.

An den Küsten wird die Schwankung geringer. An der Eismeerküste liegt das Maximum im Sommer, z. B. an der Lenamündung, Sommer 90, Winter 85 Proz.; Spitzbergen, Kap Thordsen, Sommer 82, Winter 74 Proz.

Im Gebirge bedingen die vertikalen Luftströmungen den jährlichen Gang der relativen Feuchtigkeit. Die aufsteigenden Luftströme, die im Frühling und Sommer am häufigsten sind, führen grosse Mengen von Wasserdampf mit, die sich zum Teil kondensieren und die relative Feuchtigkeit hoch halten. Im Winter wird diese Luftbewegung häufig durch

eine absteigende mit trockner Luft ersetzt. (Vgl. unten die Daten für Sonnblick Tab. S. 628.)

Der jährliche Gang der relativen Feuchtigkeit kann kaum ohne Berücksichtigung der geographischen Lage verstanden werden. Die folgende Tabelle giebt die relative Feuchtigkeit für einige typische Orte an. Grosse Schwankungen können natürlich in derselben Jahreszeit auftreten, je nachdem der Wind vom Meere oder vom Kontinent weht, und je nachdem die Luftverteilung cyklonal oder anticyklonal ist.

Das Maximum der relativen Feuchtigkeit trifft, wie gesagt, in Europa im Winter (gewöhnlich Januar), das Minimum im Frühling (gewöhnlich Mai) ein. An der Ostküste Nordamerikas sind die Verhältnisse ungefähr dieselben wie in Europa, nur ist das Klima trockner. An der Stillenmeerküste ist die Veränderung sehr gering. Das Maximum liegt da im Sommer. Im Innern der Kontinente sinkt die relative Feuchtigkeit stark, wie die Daten von Sultan Bend (37,0° n. Br. 62,4 ö. L.), Merw und Salt Lake City zeigen. Von den unten gegebenen Ziffern beziehen sich die unter I verzeichneten auf den Winter (Dez.—Febr.), die unter II auf den Frühling (März—Mai), die unter III auf den Sommer (Juni—Aug.), die unter IV auf den Herbst (Sept. bis Nov.) der nördlichen Halbkugel. Unter V steht ein Mittelwert, der für das Jahr gilt.

	I	II	III	IV	V
Cap Thordsen, Spitzbergen	72	71	82	80	76
Christiania	86	68	65	81	75
Schweden, Mittelwert	89	74	71	85	80
Petersburg	88	75	71	84	80
Paris	88	73	76	86	81
Marseille	68	61	58	67	65
London	87	76	71	83	79
Hamburg	87	74	75	84	80
Berlin	83	69	67	78	74
Salzburg	86	76	78	84	81
Sonnblick	71	83	86	82	80
Wien	82	66	64	75	72
Rom	74	65	58	70	68
Lissabon	79	70	62	73	71
Madrid	80	65	48	69	65
Simplon	77	79	74	80	77
Athen	74	64	48	63	62

	I	II	III	IV	V
Irkutsk	82	59	67	76	71
Merw	76	62	35	50	56
Sultan-Bend	69	42	26	42	45
Jerusalem	73	53	45	55	57
Djeddah.	69	70	70	77	72
Bagdad	74	57	41	57	57
Leh, Tibet	89	42	41	46	55
Kalkutta	70	70	84	76	75
Ceylon	83	82	84	86	84
Singapore	82	79	80	81	81
Peking	58	51	71	62	61
Tokio	67	72	82	78	75
Manila	74	69	80	82	76
Batavia	87	85	82	81	84
Sydney	72	75	73	67	72
Fidji-Inseln	81	84	80	76	80
Alger	76	74	77	75	75
Ghardaia (inneres Algerei) . .	56	32	20	40	37
Kairo	66	48	47	63	55
Zanzibar	80	83	80	79	80
Kapstadt	67	75	81	73	74
Sahara 19—30 n. Br., 9—14 ö. L.	47	32	29	49	39
Kamerun	86	87	89	89	88
Funchal, Madeira	71	67	70	69	69
St. Paul (Behrings Sund, Alaska)	84	81	86	84	84
Toronto (Kanada)	82	72	75	78	71
Newyork	75	67	69	71	71
San Francisco, California . .	74	72	77	74	74
Salt Lake City	59	44	31	42	44
Havanna	78	73	75	79	76
Quito	76	79	72	74	75
Rio de Janeiro	79	79	77	79	78
Santiago de Chile	69	79	86	79	78
Buenos Aires	66	76	81	74	74
Kap Horn, Orangebai	82	82	82	82	82
Süd-Georgien	72	76	74	75	74

Die jährliche Veränderung der relativen und absoluten Feuchtigkeit in den verschiedenen Zonen der Erde geht aus folgender Tabelle hervor.

	Relative Feuchtigkeit					Absolute Feuchtigkeit				
	I	II	III	IV	V	I	II	III	IV	V
60—70° n. Br.	86	81	77	84	82	1,2	2,1	6,2	2,8	3,1
50—60	83	74	76	80	78,2	2,2	3,8	8,8	4,7	4,9
40—50	78	73	69	76	74	3,9	6,0	10,8	7,2	7,0
30—40	73	78	67	71	69,7	6,5	8,6	13,4	10,1	9,7
20—30	71	68	70	73	70,5	10,4	13,6	17,1	15,0	13,8
10—20	74	73	78	77	75,5	15,3	17,0	19,6	16,8	17,2
Äq.—10	77	78	82	81	79,5	17,7	18,9	19,9	19,3	18,9
Äq.—10° s. Br.	81	81	82	80	81	19,4	19,0	17,9	18,3	18,7
10—20	79	78	80	77	78,5	18,0	17,1	14,6	16,0	16,4
20—30	79	79	80	75	77,2	14,8	14,0	11,1	13,0	13,2
30—40	75	80	80	79	78,5	11,1	10,4	8,1	9,6	9,8
40—50	81	81	83	79	81	8,3	7,1	5,9	6,6	7,0
50—60	83	79	—	—	—	5,7	4,5	—	—	—

Die relative Feuchtigkeit hat ein schwach ausgeprägtes Maximum (81 Proz.) etwas südlich vom Äquator, geht durch ein Minimum bei etwa 25° s. Br. (77,2 Proz.) und 30° n. Br. (69 Proz.), um in den polaren Gegenden wiederum auf über 80 Proz. zu steigen. Die absolute Feuchtigkeit hat ihr Maximum 19 g pr. m³ etwas nördlich vom Aquator (wegen der höheren Temperatur nördlich vom Äquator) und nimmt von da stetig gegen die Pole hin ab.

Die mittlere absolute Feuchtigkeit der ganzen Erde beträgt etwa 11,4 g pro m³ an der Erdoberfläche. Bei einer Höhe der homogenen Wasserdampfatmosphäre von 2500 m erhält man eine Wasserdampfmenge von 28,5 kg über jedem m² der Erdoberfläche.

Die tägliche Schwankung der Feuchtigkeit. Wenn die Wassermenge in der Luft unveränderlich bliebe, so müsste die relative Feuchtigkeit einen umgekehrten Gang zeigen, wie die Lufttemperatur. Die Voraussetzung trifft ziemlich zu, da die Menge Wasser, welche während des Tages abdampft, zum grössten Teil von der Erdoberfläche weggeführt wird. Als Beispiele führen wir einige Ziffern für Wien an:

Zeit . . .	3a	6a	9a	12m	3p	6p	9p	12mn
Abs. Feucht.	10,7	*10,5*	10,7	10,8	10,8	11,2	**11,4**	10,9
Rel. „	**75**	74	61	51	*48*	53	66	72

Auf dem Kontinent erreicht der Dampfdruck sein Maximum in den Abendstunden, sein Minimum zur Zeit der tiefsten Temperatur, im Sommer liegt ein zweites Maximum bei etwa 9 Uhr V. M. und ein

zweites Minimum bei 3—4 Uhr N. M. Das Nachmittagsminimum beruht auf vertikalen Luftströmen, welche zur heissesten Tageszeit am kräftigsten entwickelt sind.

Die vertikalen Bewegungen der Luft bewirken, dass im Gebirge die Luft zur wärmsten Tageszeit am feuchtesten ist, zur kältesten dagegen am trockensten. Dies gilt für die absolute Feuchtigkeit, die relative Feuchtigkeit hat ein Maximum am Nachmittag (6 Uhr im Sommer, 2 Uhr im Winter auf Sonnblick), ein Minimum Vormittags (10 Uhr).

Über dem Ocean hat die absolute Feuchtigkeit ein Maximum kurz nach Mittag, ein Minimum um 4 Uhr V. M. Ungefähr dasselbe gilt für schneebedeckte Gegenden, nur fällt das Maximum etwa 3, das Minimum etwa 2 Stunden später.

Wie die Beobachtungen am Eiffelturm zeigen, nimmt die Schwankung der relativen Feuchtigkeit mit zunehmender Höhe ab. Das Minimum bleibt ungefähr konstant, das Maximum sinkt stark mit wachsender Höhe.

Wie leicht zu verstehen, ist die Schwankung der relativen Feuchtigkeit, ebenso wie diejenige der Temperatur, ausserordentlich viel grösser an heiteren Tagen wie an trüben.

VIII. Wolken und Niederschlag.

Wasserkondensation. Wenn wasserdampfhaltige Luft abgekühlt wird, so kann der Wassergehalt höher werden als der Sättigung bei der betreffenden Temperatur entspricht. Die Temperatur, bei welcher diese Grenze überschritten wird, nennt man Taupunkt. Unter dem Taupunkt ist die Möglichkeit der Kondensation gegeben. Für den wirklichen Eintritt der Kondensation ist es sehr günstig, wenn Kerne oder Nuclei in der Luft verhanden sind. Solche Kerne sind der in der Luft schwebende Staub, heruntersinkende Wassertröpfchen oder Eisnadeln oder endlich durch Kathodenstrahlen (Nordlicht) oder auf andere Weise ionisierte Luft.

Ein kleiner Tropfen hat nämlich eine bedeutend grössere Dampfspannung als eine ebene Wasserfläche. So z. B. kann man berechnen, dass die Dampfspannung einer Wasserkugel von 0,001 mm Durchmesser bei gewöhnlicher Temperatur um 0,12 Proz. grösser ist als diejenige einer flachen Wasseroberfläche. Die Dampfdruckerniedrigung wächst in geometrischer Progression, wenn die Krümmung (der inverse Wert des Tropfenradius) in arithmetischer Progression zunimmt. So z. B. ist die Dampfspannung über einem Tropfen von 0,00001 mm Durchmesser $(1{,}0012)^{100} = 1{,}127$, falls diejenige über einer flachen Oberfläche gleich 1 gesetzt wird.

Nach den Versuchen von H. Wilson tritt Kondensation auch in Luft ein, aus der man durch wiederholte Ausfällungen so weit wie möglich alle Kondensationskerne entfernt hat, sobald der Dampfgehalt 4—8 mal so gross ist wie derjenige gesättigter Luft.

Ausser diesen Kondensationskernen wirken auch verschiedene Dämpfe und Gase, wie Ozon, Dämpfe von Schwefelsäure und anderen starken Säuren, Phosphor u. s. w. auf Wasserdampf kondensierend ein.

Eine Übersättigung der Luft an Wasserdampf und danach folgende Kondensation kann durch folgende hauptsächliche Umstände eintreten.

1) durch Vermischung von zwei verschieden warmen Luftmassen, 2) durch Abkühlung zufolge von Strahlung oder Berührung mit kalten Körpern, 3) durch Ausdehnung der Luftmassen bei Aufstieg derselben.

Wenn zwei mit Feuchtigkeit gesättigte Luftmassen von ungleicher Temperatur sich mischen, so wird die Mischung an Wasserdampf übersättigt. Dies kommt daher, dass die Kurve, welche den Wasserdampfgehalt gesättigter Luft als Funktion der Temperatur darstellt, gegen die Temperaturachse konvex ist, da sie annähernd mit einer Exponentialkurve zusammenfällt.

Zur Ermittelung der Wassermenge, welche dabei ausgefällt wird, hat v. Bezold folgende Überlegung gemacht:

Es stellt im nebenstehenden Diagramme die Kurve WW^1 die Dampfmenge in g pro m^3 bei der Temperatur t dar (Fig. 193). Zwei Luftmassen von je einem m^3 und den Temperaturen t_1 und t_2, die mit Wasserdampf gesättigt seien, mögen gemischt werden. Die Mischung nimmt dann eine Temperatur t_3 an, welche das Mittel von t_1 und t_2 ausmacht. Die Wasserdampfmenge pro m^3 ist auch das Mittel von den beiden anfänglichen Wasserdampfmengen y_1 und y_2. Da nun der Wasserdampfgehalt y_3 von 1 m^3 gesättigter Luft bei der Temperatur t_3 geringer ist als $(y_1 + y_2):2$, so fällt ein Teil des Wasserdampfes aus. Dabei steigt die Temperatur auf t_4 und die ausgefällte Menge pro m^3 wird $(y_1 + y_2):2 - y_4$. Es sei die latente Wärme, welche bei der Ausfällung eines g Wassers frei wird, L cal. und die Wärmekapazität eines m^3 Luft sei c, so gilt offenbar:

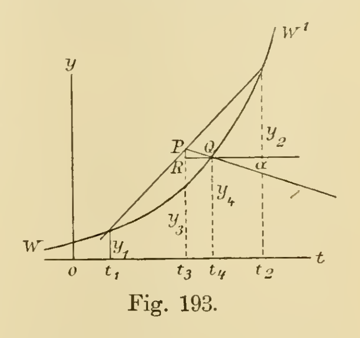


Fig. 193.

$$L\left(\frac{y_1 + y_2}{2} - y_4\right) = c\,(t_4 - t_3).$$

In der Figur ist $(y_1 + y_2):2 - y_4 = PR$ und $t_4 - t_3 = QR$. Weiter ist $PR:QR = tg\alpha$, wo α den Winkel zwischen PQ und der t-Axe darstellt. Man erhält auf diese Weise:

$$tg\alpha = c:L.$$

c ist nun das Produkt von dem Gewicht eines m^3 Luft (bei 0° 1,293 g) und ihrer spezifischen Wärme bei konstantem Druck (0,238). L ist bei 0°, falls Eis ausfriert, etwa 677, falls Wasser ausfällt 597 cal. Mit diesen Werten berechnet man (für 0° und 760 mm Druck geltend):

$$\alpha = 27^0\ 16{,}2' \text{ (für Wasser)}; \ \alpha = 24^0\ 26{,}7' \text{ (für Eis)}.$$

Bei sinkendem Druck ebenso wie bei steigender Temperatur sinkt α ein wenig, so z. B. ist es (für Wasser) bei 0° und 720 mm 26° 1,6′, bei 20° C. und 760 mm Druck 26° 11,3′. Für Temperaturen zwischen 0 und 20° C., sowie Drucke zwischen 720 und 760 mm kann man α durch Interpolation berechnen.

Um die ausgefällte Wassermenge zu bestimmen, ermittelt man also die Lage des Punktes P, welcher nach der Gesellschaftsrechnung aus dem Wasserdampfgehalt (y_1 und y_2) der beiden sich vermischenden Luftmengen und der Temperatur (t_1 und t_2) derselben bestimmt wird. Durch diesen Punkt P zieht man eine gerade Linie, die einen Winkel α (etwa 27° in gewöhnlichen Fällen) mit der t-Axe bildet. Der Schnittpunkt dieser Linie mit der Dampfmenge-Kurve giebt die Temperatur und die Dampfmenge der Mischung an. Die übrige Wasserdampfmenge wird ausgefällt. y_1 und y_2 brauchen nicht Sättigung (WW^1-Kurve) zu entsprechen.

Man hat dieser Art der Wasserausscheidung in älteren Zeiten eine grosse Rolle bei der Nebel- und Wolken-Bildung zuerteilt. Eine nähere Untersuchung zeigt aber, dass die auf diese Weise ausgefällte Wassermenge nur unbedeutend ist. Bei einer Vermischung von 1 m³ gesättigter Luft von 25° C., mit einem Wassergehalt von 22,8 g, mit 1 m³ gesättigter Luft von 0°, dem Wassergehalt von 4,7 g entsprechend, entstehen 2 m³ Luft von 12,5° und 13,75 g Dampfgehalt. Gesättigte Luft von 12,5° enthält aber nur 11 g Wasser pro m³. Es fällt demnach Wasser aus, und zwar 1,2 g in der ganzen Luftmasse, d. h. 0,6 g pro m³, während die Temperatur sich um 2,4° C. erhöht.

In den in der Natur vorkommenden Fällen dürften die ausgeschiedenen Wassermengen kaum ein Zehntel der oben berechneten Menge erreichen. Es ist auch zu beachten, dass in den meisten Fällen die sich mischenden Luftmengen nicht gesättigt sind. Dabei hat der Sättigungsgrad der warmen Luftmenge, wegen ihres grösseren Dampfgehaltes, den grösseren Einfluss.

In den Wolkenregionen, wo der Luftdruck viel geringer ist als an der Erdoberfläche, wird die Niederschlagsmenge entsprechend grösser, da die Wärmekapazität von 1 m³ Luft bedeutend geringer ist. Dafür ist die Temperatur und damit der Wasserdampfgehalt um so niedriger, was die Wirkung des niederen Druckes mehr als kompensiert.

Auch die zweite Ursache der Kondensation ist ohne grössere praktische Bedeutung. Bei starker Abkühlung des Erdbodens durch Strahlung teilt sich seine Kälte durch Leitung und Strahlung den niedersten Schichten der Luft mit und es entsteht auf diese Weise eine dünne

Nebelschicht, welche für kalte Wintertage, besonders am Morgen, charakteristisch ist. Bei solcher Abkühlung der Luft kommt es häufig nicht zur Nebelbildung, sondern die überschüssige Feuchtigkeit in der Nähe des Erdbodens setzt sich als Tau oder im Winter als Glatteis ab.

Dünne Nebelbildungen entstehen auch, wenn warme feuchte Luftströme über eine kalte Fläche oder kalte Luftströme über eine warme feuchte Fläche streichen. Von der letzten Art sind die Nebelbildungen über feuchten Wiesen und über Wässern an Sommerabenden oder im Herbst. Besonders günstige Gelegenheit zu Nebelbildung geben die Stellen des Meeres, wo kalte und warme Meeresströme aneinander grenzen. Die Bank von Neufundland ist in dieser Hinsicht berüchtigt. Ähnliche Kondensationen kommen auch in der Nähe von schwimmenden Eisbergen oder von der Polareiskalotte vor.

Durch heftige Ausstrahlung können sich auch dünne Wolkenschichten (besonders in klaren Winternächten) bilden.

Die unvergleichlich ausgiebigste Quelle der Wolkenbildung rührt von der Ausdehnung feuchter Luftmassen her. Die Luftdruckschwankungen, welche an der Erdoberfläche vorkommen, sind im allgemeinen zu gering, um eine Wasserausscheidung zu bewirken. Solche Fälle kommen aber bei der Bildung von Wasserhosen vor, in deren Mitte der Druck sehr stark erniedrigt ist.

Bei dem Aufstieg von warmen feuchten Luftmassen dehnen sich dieselben aus und kühlen sich dabei um nahezu 1^0C. für jeden hundertsten Meter ab. Die geringe Volumszunahme ist bei weitem nicht genügend, um die Luft gegen Überschreitung der Sättigungsgrenze zu schützen.

Durch die Ausscheidung von Wasser bezw. Eis erwärmt sich die Luftmasse und dadurch vermindert sich der Niederschlag.

Mit Hilfe der oben gegebenen Daten lässt sich berechnen, dass beim Aufstieg von 1 m^3 gesättigter Luft von 10^0 C. um 1000 m eine Ausscheidung von 2,9 g Wasser erfolgt. Steigt nun die Luft mit einer Geschwindigkeit von 2 m pro Sek., so fällt in einer Minute über jedem Quadratmeter 348 g. In einer Stunde entspräche dies einer ausgeschiedenen Wassermenge von 21 kg pro m^2. Dies entspricht einer Niederschlagsmenge von 21 mm, also einem sehr starken Regen. Da nun die feuchten Luftmassen häufig bis gegen 3 km aufsteigen, können sie noch grössere Niederschlagsmengen abgeben.

Tau-Bildung. Nur ein relativ geringer Teil des Niederschlages fällt auf dem erkalteten Boden selbst aus. Dies beruht auf der Langsamkeit der Diffusionsvorgänge, welche den Wasserdampf zum abgekühlten Boden

hintreiben. Höchstens so viel Wasserdampf wie in einer ein paar Meter dicken Luftschicht befindlich ist, kann dabei abgeschieden werden. Schon eine sehr schwache vertikale Luftströmung kann deshalb eine starke Zunahme der niedergeschlagenen Taumenge bewirken. Dagegen verhindern starke Luftströmungen die Taubildung, weil die Luft nicht lange genug am Boden bleibt, um zum Taupunkt abgekühlt zu werden.

Je heftiger die Wärmestrahlung des Bodens und je geringer die Wärmezufuhr vom Boden zur strahlenden Schicht ist, um so reichlicher ist der Tau. Unebene Flächen strahlen heftig Wärme aus, deshalb bildet sich starker Tau auf Rasen, Getreidefeldern, Wald und Pflanzenblättern, welche alle sehr schlechte Wärmeleiter sind. An den Blättern von hohen Bäumen setzt sich selten Tau ab, weil die an ihnen abgekühlte Luft meistens herabsinkt, bevor sie den Taupunkt erreicht hat. Im Gebirge ist ebenfalls die Strahlung relativ kräftig, ausserdem geht die Diffusion daselbst etwas schneller vor sich wie an der Meeresoberfläche (umgekehrt proportional dem Luftdruck), deshalb ist die Taubildung daselbst relativ stark. Auch im Gebirge setzt sich viel mehr Tau da ab, wo die abgekühlte Luft nicht entweichen kann (in den Hochthälern), als wo dies geschieht (an den Bergabhängen).

Dass die gebildete Taumenge bei gleicher Abkühlung des Bodens unter die Lufttemperatur mit dieser zunehmen muss (falls die relative Feuchtigkeit die gleiche ist), ist selbstverständlich. Der Tau ist infolgedessen in tropischen Küstenländern viel ausgiebiger als in höheren Breiten. In unseren Gegenden ist der Tau am kräftigsten in Küstengebieten und im Spätsommer, wenn die Luft noch warm ist und die Nächte durch ihre zunehmende Länge eine relativ kräftige Abkühlung des Bodens gestatten. Die Blätter können dann von Wasser triefen.

Wegen der starken Wärmezuleitung im nackten Felsen setzt sich nur selten Tau daran ab.

Da die Oberfläche eines gegen den Nachthimmel strahlenden Rasens niedrigere Temperatur besitzt als sowohl die darüberliegende Luft, wie die Luftschicht unterhalb in den Poren des Bodens, so diffundiert Feuchtigkeit sowohl von oben wie von unten zur Taubildungsstelle hinzu. Es kann die Menge des Taus, der von unten stammt, dabei viel grösser sein, als die von oben aus der Luft stammt; denn die Strecken, durch die der Wasserdampf diffundieren muss, sind oft nur kurz und aus dem warmen feuchten Boden dunsten immer neue Mengen ab. Mehrere Forscher auf diesem Gebiet, wie Aitken und Wollny, wollen sogar so weit gehen, dass sie die Bodenfeuchtigkeit als die alleinige Quelle des Taus ansehen,

was sicher übertrieben ist. Man sieht ja beispielsweise Dächer in ganz heiteren Nächten sich mit Tau oder noch häufiger mit Reif bedecken, wobei von einer Wasserdampfzufuhr vom Boden kaum die Rede sein kann.

Die Menge des in einer Nacht fallenden Taus wird, wenn sie sehr reichlich ist, von Homén auf 0,1—0,2 mm Höhe geschätzt (für Finnland). So grosse Mengen entstehen nur bei schwacher vertikaler Luftcirkulation; wenn die Luft still stände, könnte kaum ein Fünfzigstel davon abgesetzt werden. Zu ähnlichen Zahlen wie Homén (0,1 bis 0,3 mm) ist Dines für England gekommen. Die mittlere Taumenge in einer Taunacht bei Turin beträgt im Sommer nur 0,13 mm, welche Ziffer jedoch unzweifelhaft beträchtlich höher ist als die für unser Klima geltenden. In den Tropen kann der Tauabsatz in einer Nacht den 20fachen Betrag erreichen. Die ganze Taumenge im Jahr wird von Crova (für Montpellier) auf 8 mm, von Wollny (für München) auf 30 mm geschätzt. Obgleich diese Schätzungen recht unsicher sind, so zeigen sie doch, dass diese Form des Niederschlages gegen andere (Schnee und Regen) sehr unbedeutend ist. Dass sie trotzdem bei Regenmangel von der grössten Bedeutung für die Vegetation sein kann, wird damit nicht bestritten.

Wenn die Temperatur des abgekühlten Bodens unter den Gefrierpunkt sinkt, so schlägt sich der Tau in fester Form nieder und wird dann Reif genannt. Er setzt sich häufig in schönen federförmigen Bildungen ab, die dem Luftzug entgegen wachsen. Nach Assmann, der sie mikroskopierte, sollen dieselben nicht krystallinisch sein, sondern aus aneinandergelagerten Eiströpfchen bestehen.

Eine gewisse Ähnlichkeit mit dem Reif zeigt der Rauchfrost, der jedoch eine bedeutend grössere Masse als jener besitzt. Derselbe setzt sich aus Nebeln, die aus überkälteten Wassertröpfchen bestehen, an kalten hervorragenden Gegenständen, besonders Drahtleitungen, auf der Windseite ab. Diese Erscheinung ist dem Winter der kälteren Gegenden eigentümlich. Sie verleiht häufig dem Wald die grösste Pracht der Winterlandschaft, besonders wenn die Sonne die glitzernden Eisnädelchen beleuchtet. Bisweilen ist die Masse des Rauchfrostes so bedeutend, dass an den Bäumen oder Drahtleitungen Schaden entsteht.

In den Bergen können die Rauchfrostbildungen ganz enorme Dimensionen annehmen, so dass davon getroffene Gegenstände, wie Bäume und Telegraphenstangen, von dicken Eisablagerungen bedeckt werden. Dies rührt von der starken Nebel- oder Wolkenbildung in

diesen Höhen her (1000—2000 m). — In noch grösseren Höhen, wo die Luft wasserarm ist, sind die Verhältnisse wiederum ungefähr dieselben wie in der Niederung (so z. B. auf Sonnblick, 3100 m). — Omond beobachtete auf Ben Nevis (1300 m), also in der Nähe des vom Golfstrom erwärmten Meeres, dass der Rauchfrost einmal gegen starken Wind um 3,2 cm pro Stunde zunahm.

Grosse Ähnlichkeit mit dem Rauchfrost zeigt das Glatteis, welches sich am Boden, Mauern, Bäumen u. s. w., die stark abgekühlt sind, bei starker Luftfeuchtigkeit (bei plötzlicher Temperatursteigerung der Luft) absetzt. Überkälteter Regen kann ebenfalls solche Bildungen hervorrufen. Glatteis ist in Amerika, besonders an der Westküste, recht gewöhnlich wegen der daselbst häufig eintretenden heftigen Umschläge der Temperatur. Ungefähr ein Viertel von Frankreich wurde am 22.—23. Jan. 1879 von einer Glatteisbildung betroffen, welche zu Fontainebleau, Vendôme und Orléans den Boden mit einer 2—3 cm dicken Eiskruste überzog. Die Telegraphendrähte zu Fontainebleau wurden dabei mit einem Eisüberzug von 3,8 cm Durchmesser bekleidet.

Geschieht der Eisabsatz langsam, was besonders bei niedriger Temperatur eintrifft (bei -15^0 C. und darunter nach Assmann), so scheidet sich der Reif oder Rauchfrost in Form von zierlichen hexagonalen Eiskryställchen aus, welche häufig federförmig wie die Schneekryställchen angeordnet sind.

Bei der Bildung aller dieser Arten von Niederschlag wird latente Wärme frei (etwa 600 cal. pro g Wasser, 680 cal. pro g Eis) und der Erdboden nimmt daher bedeutende Wärmemengen auf, die seine Temperatur merklich erhöhen können. So z. B. beobachtete Hamberg, wie vor einer Reifbildung die Bodentemperatur auf -2^0 C. sank, um nach derselben sogleich auf 0^0 zu steigen. Ein starker Taufall (0,1 bis 0,2 mm) führt dem Boden 6—12 cal. pro cm^2 zu (Homén).

Nebelbildung. Findet die Kondensation des Wasserdampfes in der Nähe der Erdoberfläche statt, so nennt man das Produkt Nebel, zum Unterschied von Wolken, welche in höheren Luftschichten vorkommen. Einen wirklichen Artunterschied zwischen Nebeln und Wolken giebt es eigentlich nicht. Die Nebel entstehen gewöhnlich durch Wärmeabgabe an den kalten Erdboden, wogegen die Wolken meist durch Ausdehnung von feuchter Luft hervorgerufen werden.

Die Stärke eines Nebels wird aus der Entfernung beurteilt, in welcher noch Gegenstände sichtbar sind. In Städten entwickeln sich häufig Dämpfe (besonders Schwefeldioxyd und Schwefelsäure durch Ver-

brennung von Pyrit enthaltenden Kohlen), welche durch chemische Einwirkungen eine Kondensation des Wasserdampfes zustande bringen. Der so entstandene Nebel, „Stadtnebel“ genannt, besteht aus kleineren Tröpfchen als der gewöhnliche Nebel, Landnebel, welcher sich an chemisch indifferenten Staubteilchen kondensiert. Gewöhnlich ist die Luft im Stadtnebel nicht mit Wasserdampf gesättigt. In diesem Falle benetzt der Nebel nicht, es ist ein sogenannter trockner Nebel. Auch der Landnebel kann bisweilen „trocken“ sein. Dies beruht nach Aitken darauf, dass der betreffende Nebel viele Wärmestrahlen von der Sonne durchlässt, sodass darin befindliche Gegenstände erwärmt werden und die auf sie niederfallenden Tröpfchen wieder verdunsten.

Die Tröpfchen des Landnebels sind grösser als diejenigen des Stadtnebels, sie fliessen auch leichter zusammen wie diese, sie fallen deshalb leichter hinunter. Ferner verdunsten die Stadtnebel wegen der darin gelösten Körper schwerer wie die Landnebel. Mit einem Wort, die Landnebel lösen sich leichter auf wie die Stadtnebel.

Ein Teil der Stadtnebel zeichnet sich durch seine gelbe bis bräunlich-schwarze Farbe, welche von Russpartikelchen herrührt, aus. Sie kommen in Fabrikstädten, besonders in England (London, Glasgow, Manchester), vor. Sie sind am gewöhnlichsten im Winter am Vormittag. Ihre Häufigkeit wird dadurch gekennzeichnet, dass in den Wintermonaten (Nov.—Febr.) das Centrum von London (City) etwa dreimal weniger Sonnenstunden hat als Eastbourne 85 km SSE. von London an der Küste und etwa halb so viel wie Kew, an der Aussenseite der Stadt. In diesen Nebeln, die wegen der dabei unentbehrlichen künstlichen Beleuchtung sehr grosse Kosten (bis 100000 Mk. pro Tag) verursachen, stagnieren die ungesunden Gasausscheidungen der Grossstadt; der Kohlensäuregehalt kann dabei von 0,04 auf 0,14 Vol.-Proz. steigen.

Die Häufigkeit der Nebel ist mit dem Steinkohlenkonsum stark gestiegen, und zwar fällt die Zunahme fast ausschliesslich auf den Herbst und Winter. Den Stadtnebeln ähnliche Bildungen entstehen über Vulkanen, Solfataren, Mofetten u. s. w., welche saure Ausdünstungen aussenden, sowie über Wald- und Grasbränden, zufolge deren über dem tropischen Afrika zur Trockenzeit ununterbrochen eine Trübung liegt.

In der Ebene kommen die Nebel am häufigsten bei Windstille in der kalten Jahreszeit und am Morgen vor. Diese Zeit ist durch starke „Temperaturumkehr“ gekennzeichnet. Gewöhnlich sind sie von geringer Dicke bei heftigem „Strahlungswinter“. Bei anhaltenden Barometermaximis können sie bis gegen 1000 m Mächtigkeit erreichen.

In den Bergen beruhen die Nebel, wie die Wolken, meist auf Ausdehnung feuchter Luft; sie werden deshalb durch Luftbewegung begünstigt.

Auf dem Meere und an den Küsten sind häufig die Nebel im Sommer gewöhnlicher als im Winter, wie folgende Tabelle nach Hann zeigt:

Häufigkeit der Nebeltage in England.

	Jan.	Febr.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
Küste . .	8	*4*	7	7	11	**17**	15	**17**	11	5	*4*	4	110
Binnenland	37	21	16	6	3	2	*0*	6	10	33	33	**39**	206

Über den Polarmeeren, deren Nebelreichtum bekannt ist, kommen die Nebel ebenfalls im Sommer häufiger wie im Winter vor. Über der Ostsee sind die Nebel im Frühling am gewöhnlichsten. Starke Nebel finden sich an der Grenzlinie zwischen kalten und warmen Meeresströmungen, wie an der Küste von Neufundland, an der Bäreninsel, am Rand des Polareises. Ebenso sind Küsten, an welchen kalte Wasserströmungen vorbeistreichen, häufig in anhaltende Nebel gehüllt (Marokko, Walfischbay, Peru, Kalifornische Küste).

Wolken. Die Partikelchen der Wolken können flüssig oder fest sein; man unterscheidet in dieser Hinsicht Wasser- und Eiswolken. Diese sind meist dünner und hauptsächlich (besonders im Sommer) auf die höheren Luftschichten beschränkt.

Um das Schweben der Wolken zu erklären, nahm man früher allgemein an, die Tröpfchen seien hohl. Direkte Beobachtungen derselben haben diese Ansicht widerlegt. Dieselbe war auch deshalb unhaltbar, weil im Innern des Tropfens ein viel höherer Druck als der Luftdruck herrschen muss. Es sei Fig. 194 der Durchschnitt einer kleinen Wasserblase von 0,02 mm (vgl. S. 641) Durchmesser und sehr dünner Wasserhaut, und es sei der äussere Luftdruck p mm, so ist der Druck in der flüssigen Haut

Fig. 194.

$\left(p + \frac{15{,}1}{13{,}6} : r\right)$ mm, worin 15,1 die Steighöhe des Wassers (bei 11° C.) in einer Röhre von 1 mm Halbmesser bedeutet. Der Druck in der inneren Luftmasse wird $p + \frac{15{,}1}{13{,}6}\left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r_1}\right)$. Setzen wir der Einfachheit halber den äusseren Halbmesser r gleich dem inneren r_1 und gleich 0,01 mm, so wird der innere Druck $p + 223$ mm. Unter diesem hohen Überdruck von etwa einem Drittel Atmosphäre würde die innere Luft in sehr kurzer Zeit, einigen Minuten, hinausdiffundieren.

Die Grösse der Tropfen in den Wolken ist teils direkt beobachtet worden von Assmann und Dines, teils aus der Grösse der Höfe um den Mond von Kämtz berechnet worden. Sie fanden folgende Zahlen für den Durchmesser:

Dines . .	0,006—0,027 mm
Assmann	0,006—0,117 mm
Kämtz . .	0,014—0,035 mm.

Die von Dines beobachteten Tröpfchen gehörten einer Wolke an, welche sich gerade im Übergangszustand zum Regen befand. Als Mittelwert nimmt man gewöhnlich 0,02 mm an.

Für die Fallgeschwindigkeit von sehr kleinen Kugeln, gab Dutton die Formel:

$$R = 0{,}0000286\, v^2 d^2 s,$$

worin R den Luftwiderstand (= Gewicht des Tropfens in Grammen), v die Geschwindigkeit in m pr. Sek., d den Durchmesser in mm angiebt. s ist das spezifische Gewicht der Luft, verglichen mit demjenigen bei 0^0 C. und 760 mm Druck. Das Gewicht einer Kugel von 1 mm Durchmesser ist $0{,}000\,524 p$ g, worin p das spezifische Gewicht der Kugel angiebt. Folglich ist $R = 0{,}000\,524 p d^3$ und man erhält so:

$$0{,}000\,524 p\, d = 0{,}0000\,286\, v^2 s.$$

Für Wasser ist $p = 1$; setzen wir auch $s = 1$, so erhalten wir für $d = 0{,}02$ mm, $v = 0{,}605$ m pr. Sek. In Wirklichkeit sinken die Tropfen langsamer, weil bei sehr kleinen Tropfen der Widerstand bedeutend grösser ist als die Duttonsche Formel angiebt.

Nach einer Formel von Stokes, die für sehr kleine Tröpfchen gilt, würde die Geschwindigkeit nahezu proportional der Oberfläche des Tropfens zunehmen und für die hier genannten Tropfen gleich 4 cm pr. Sek. sein. Jedenfalls sieht man, dass aufsteigende Luftströme von sehr unbedeutender Geschwindigkeit genügen, um diese Tropfen schwebend zu erhalten.

Die obenstehende Formel ergiebt für die kleinen von Dines beobachteten Regentropfen $v = 0{,}5 - 1{,}5$ m, für Regentropfen von 1, 2, 4 und 7 mm $v = 4{,}3$ bezw. 6, 8,5 und 11,2 m. Hagelkörner von 1 cm Durchmesser ($p = 0{,}9$) haben danach eine Fallgeschwindigkeit von 13 m.

Die Wolken nehmen je nach ihrer Bildungsweise recht verschiedene Formen an. Man ist übereingekommen, folgende Klassifikation einzuführen (vgl. Fig. 195):

Cirrus oder Federwolken. Weisse, schattenlose, zarte Wolkenfasern, die häufig bandförmig angeordnet sind (Polarbänder).

Cirro-Stratus. Weisse Wolkenschleier, bisweilen fasrig, bisweilen mehr diffus. Sie geben dem Himmel ein milchiges Aussehen. Diese beiden Klassen sind Eiswolken.

Cirro-Cumulus, Schäfchenwolken. Flockenförmige, schattenlose weisse Wölkchen, in Gruppen oder Reihen geordnet.

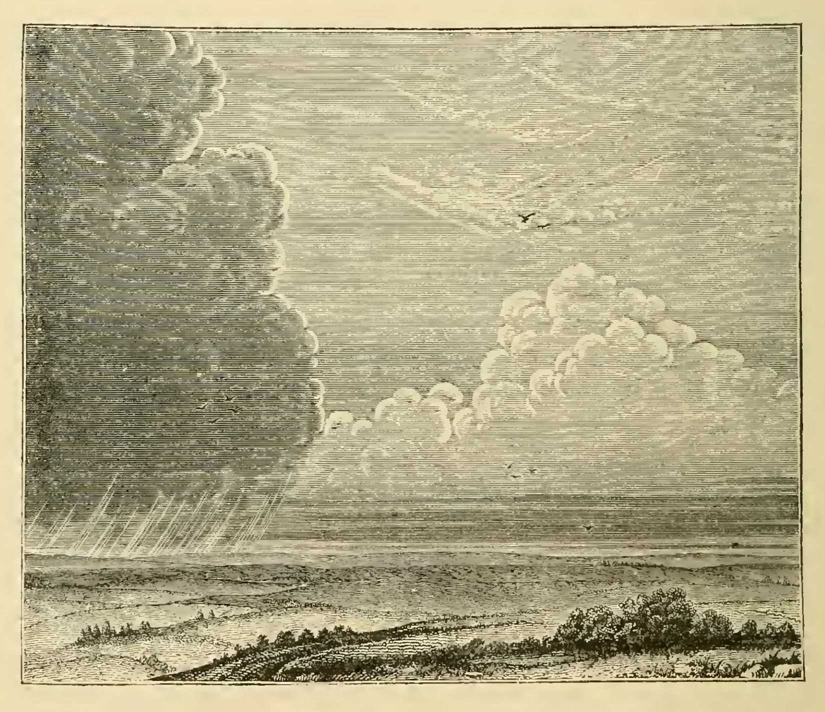


Fig. 195. Verschiedene Wolkenformen. Rechts oben Cirrus, darunter Cumulus, unter diesen wieder horizontale Streifen von Stratus-Wolken. Links Regenwolken, Nimbus.

Alto-Cumulus. Dickere und grössere in Gruppen angeordnete Wolkenballen, die Schatten werfen, häufig sehr dicht liegend, weiss oder weiss-gräulich.

Alto-Stratus. Hohe Schichtwolke. Grauer, bräunlicher bis bläulicher dichter Wolkenschleier, niemals faserig.

Strato-Cumulus. Dichte Ballen oder Rollen von Wolken, die

häufig, besonders im Winter, den ganzen Himmel mit einer dunklen wogenförmigen Schicht bedecken.

Nimbus. Regenwolke. Dicke Schichten von dunklen Wolken mit zerfetzten Rändern, aus denen gewöhnlich Schnee oder Regen fällt. Oft gehen die Fetzen sehr niedrig mit grosser Geschwindigkeit (Frakto-Nimbus).

Cumulus. Haufenwolke. Unten horizontale, oben kuppenförmig begrenzte, dicke, häufig sehr mächtige Wolken, an der sonnenbeschienenen Seite blendend weiss, an den Schattenseiten dunkelblau. Sie ähneln bisweilen den Nimbus, werden aber als Cumulus angesehen, solange sie keinen Regen geben. Vom Winde zerrissene Cumuli haben den Namen Frakto-Cumuli.

Cumulo-Nimbus. Gewitterwolke. Gewaltige Wolkenmassen, die Bergen, Türmen etc. ähneln. Im allgemeinen sind sie von einer Cirro-Stratus-Schicht überlagert und unten gehen sie in Nimbusformen über. Sie geben kurzdauernde lokale Regen oder Hagelschauer.

Stratus. Hochgehende graue Nebel von horizontaler Schichtung, die keinen Regen geben. Sie liegen häufig über den Bergabhängen. Bei stiller Luft und hohem Barometerstand bilden sie den grauen Winterhimmel.

Die Wolken bei schönem Wetter sind durch ihre abgerundeten Formen, diejenigen bei schlechtem Wetter durch ihre diffuse schleierförmige Begrenzung gekennzeichnet.

Gegen den Horizont gehen alle Wolkenformen mehr oder weniger in Wolkenbanken über.

Bildungsweise der Wolken. In vielen Fällen kann man die Bildungsweise der Wolken verfolgen. Besonders leicht ist die Entstehung der Haufenwolken zu beobachten. Während der wärmsten Tageszeit steigen feuchte Luftströme mit grosser Geschwindigkeit von der Erdoberfläche auf. Wenn sie in eine bestimmte Höhe kommen, wird der Taupunkt erreicht. Wegen der Gleichförmigkeit der Bodenerwärmung ist diese Höhe für benachbarte Orte gleich. Jetzt beginnt eine starke Kondensation um die aus den niederen Luftschichten mitgeschleppten Staubpartikelchen. Der Luftstrom steigt noch weiter auf und seine Oberseite ist von jetzt an durch die Kondensation aus der immer gesättigt bleibenden Luft gekennzeichnet. Dieselbe erhält dadurch eine gewölbte Form, während die Unterseite ganz eben bleibt.

Ist die Wolkenbildung sehr massig und erstreckt sie sich über grössere Gebiete, so entstehen auf diese Weise Gewitterwolken. Ley

beobachtete über dem Montblanc eine Gewitterwolke von 4500 m Dicke. Die dicksten Gewitterwolken liefern Hagel und ihre Dicke erreicht bisweilen 8000—10000 m.

Je dicker die Wolken, um so heftiger ist naturgemäss der Niederschlag. Nach Clayden geben Wolken von unter 600 m Dicke keinen oder sehr leichten Regen. Bleibt die Dicke unter 1200 m, so sind die Regentropfen mässig gross. Sie wachsen mit derselben unter gleichzeitiger Temperaturabnahme, weil die mittlere Höhe ihres Entstehungsortes steigt. Aus Wolken von mehr als 2000 m Mächtigkeit kann Hagel fallen.

Über dem Feuersee Kilauea bildet sich bei den Eruptionen eine stillstehende Cumuluswolke, die in der Nacht durch fortwährende Blitze erleuchtet ist.

Über den Gewitterwolken bildet sich ein Schirm von Cirro-Stratus. Man stellt sich ihre Bildungsweise nach Hildebrandsson folgendermaassen vor. Die Köpfe der Gewitterwolken dunsten unter der Einwirkung der heftigen Sonnenstrahlung in die kalte umgebende Luft ab und geben zu einem aufsteigenden Luftstrom Anlass, dessen Gehalt an Wasserdampf wegen der niedrigen Temperatur mässig ist. In noch höheren Gegenden tritt Kondensation ein, und zwar wegen der niederen Temperatur in Gestalt feiner Eisnadeln. Die aufwärts gerichtete Strömung breitet sich, wenn die Luftmassen genügend abgekühlt sind, mit grosser Geschwindigkeit (14—16 m pr. Sek. nach Clayton) zur Seite aus. Auf diese Weise entsteht der Cirro-Stratusschirm.

Die Cirruswolken haben wahrscheinlich eine ähnliche Entstehungsweise. Sie treten deshalb meist im Sommer auf. Im Winter kommen sie in unseren Gegenden nur bei starken aufsteigenden Luftwirbeln vor. Auch an der Grenze zwischen zwei verschieden warmen und feuchten Luftschichten können sie sich durch Vermischung bilden.

Die Stratuswolken, die an Nebel erinnern, verdanken wohl auch wie diese in vielen Fällen ihre Entstehung der Abkühlung in der Nähe der Erde bei starker Strahlung. Bisweilen, z. B. in klaren Winternächten oder im Sommer nach feuchten Tagen bei scharfer Abkühlung in der Nacht, entstehen sie in höheren Luftschichten. Andere Schichtwolken entstehen, wenn der Wind heftig gegen einen Gebirgszug weht, durch die Hebung der Luftmassen, welche mit den ausfallenden Wassertröpfchen sich auf der Leeseite in einer horizontalen Schicht ausbreiten. Ähnliche Bildungen können durch das Wehen des Windes gegen eine Küste entstehen. Dabei verursacht die vergrösserte

Reibung eine Aufstauung der Luftmassen, die von Kondensation begleitet ist. Die so gebildeten Schichtwolken können eine bedeutende Mächtigkeit erlangen. Strato-Cumuli von 5—6 km Dicke sind bei Ballonfahrten beobachtet worden.

Mit ihrer Bildungsweise hängt die periodische Häufigkeit der verschiedenen Wolkenformen eng zusammen. Je niedriger die Wolken liegen, um so früher am Tage erreichen sie ihr Maximum. Die Stratuswolken sind, wie die Nebel, am gewöhnlichsten am Morgen. Die anderen Wolkenformen, die auf aufsteigenden Bewegungen beruhen, sind dagegen am Nachmittag am häufigsten, wie folgende Tabelle über die Bedeckung des Himmels in Prozent mit verschiedenen Wolkenarten zeigt:

	V. M. 7 Uhr	9 Uhr	11 Uhr	N. M. 1 Uhr	3 Uhr	5 Uhr	7 Uhr	9 Uhr
Stratus . . .	**30**	27	26	24	*22*	23	24	26
Cumulus . .	*14*	17	24	**31**	30	26	20	16
Alto-Cumulus	**29**	26	*21*	27	**30**	26	25	*22*
Cirro-Cumulus	24	*22*	23	24	**27**	26	26	**28**
Cirrus . . .	*17*	17	21	22	23	**26**	22	19

Im Winter sind die Stratusformen am häufigsten, im Sommer die Cumulus-Formen (mit Cirren).

Die Stratuswolken sind auch für höhere Breiten, die Cumulus- und Cirrusformen für niedere Breiten typisch. Auch auf dem Meere und an den Küsten, wo die tägliche Erwärmung mässig ist, sind die Stratus häufiger als über dem Kontinent, die Cumulus umgekehrt seltener. In mittleren Breiten, besonders über der See, kommen gemischte Wolken, wie Strato-Cumulus und unregelmässiger Cirro-Stratus, am häufigsten vor.

Wenn die Wolkengebilde beständig wären, so würden sie durch die ungleichmässigen Luftbewegungen, sowie durch das Sinken der Wassertröpfchen ein faseriges, zerfetztes Aussehen erhalten. Dies trifft auch ein, sobald die umgebende Luft feucht ist. Ist dies nicht der Fall, so dunsten die kleinen Fetzen ab, und man erhält die schönen abgerundeten Formen. Deshalb sind diese abgerundeten Formen für schönes Wetter charakteristisch, während die zerfetzten Wolkenformen windiges, feuchtes Wetter angeben. Die Faserung ist bei den Cirren besonders stark entwickelt, was auf der geringen Verdunstung in den betreffenden hohen kühlen Luftschichten beruht.

Die auffallende wellenförmige Anordnung, welche besonders bei hohen Wolken vorkommt, ist von v. Helmholtz erläutert worden. Sie beruht auf einer Wellenbildung zwischen zwei Luftschichten, die sich

übereinander bewegen, sodass sie eine relative Geschwindigkeit besitzen. An der Stelle, wo die Geschwindigkeit sich plötzlich ändert, die gewissermaassen als Gleitfläche bezeichnet werden kann, entstehen Wellen, ganz wie an der Gleitfläche zwischen Luft und Wasser. Der eigentliche Unterschied ist nur der, dass im erstgenannten Fall, wegen dem geringen Unterschied der Dichte der beiden übereinander gleitenden Schichten, die Wellen unvergleichlich viel länger werden wie im zweiten Fall, wo der Dichtenunterschied sehr bedeutend ist. Dementsprechend werden auch die Wellenhöhen bei den Luftwellen ausserordentlich viel grösser als bei den Wasserwellen. Nehmen wir jetzt an, die untere Schicht sei, wie gewöhnlich, die feuchtere, so werden die Luftmassen derselben an jedem Wellenkamm stark in die Höhe gehoben, in jedem Wellenthal dagegen ebenso stark nach unten verschoben. Die Wellenkämme zeichnen sich deshalb durch Kondensation aus, die Wellenthäler durch Auflösung der Wolken. Der Himmel erscheint in solchen Fällen mit langen parallelen Wolkenstreifen überzogen. Bisweilen können zwei solche Wellenzüge, wie bei den Wasserwellen, zufolge einer Art Dünung einander kreuzen, es entsteht dann ein charakteristisches rautenförmiges Gewölk am Himmel.

Dieses Problem ist später von W. Wien sehr eingehend behandelt worden.

Für die Wellenlänge, l, einer Wellenbewegung an der Grenzfläche zwischen zwei Flüssigkeiten (Gase einbegriffen) von den Dichten ϱ und ϱ_1, die mit der relativen Geschwindigkeit v übereinander weggleiten gilt die Beziehung:

$$l = 2\pi \frac{v^2}{g} \cdot \frac{\varrho \varrho_1}{\varrho^2 - \varrho_1{}^2},$$

worin g wie gewöhnlich die Beschleunigung der Schwerkraft bedeutet. Setzen wir einmal $\varrho = 1$, $\varrho_1 = 0{,}001293$, ein zweitesmal $\varrho = \frac{1}{2}\,0{,}001293$ $\varrho_1 = \frac{1}{2}\,0{,}001247$, so entspricht diese Annahme im ersten Falle Wasser und Luft bei 0^0, im zweiten Luft bei 0^0 und bei $+10^0$ C. in 5500 m Höhe. Angenommen weiter, dass in beiden Fällen, $v = 1$ m pr. Sek. und $g = 9{,}81$ m pr. Sek^2., so wird l im ersten Falle gleich 0,00083 m, im zweiten dagegen gleich 8,8 m. Allgemein ist die Wellenlänge bei gleichem v-Wert 10630 mal grösser in Luft unter diesen Bedingungen, wie bei Wasserwellen.

Da die Länge der Luftwellen unter übrigens gleichen Umständen dem Dichtenunterschied umgekehrt und dem Quadrate v^2 der Geschwindigkeit direkt proportional ist und der Dichtenunter-

schied der beiden übereinandergleitenden Luftschichten wohl selten so gross ist, wie oben angenommen, so muss man nicht allzu grosse Geschwindigkeiten v annehmen (etwa 0,2—5 m), um zu Dimensionen der Wolkenwellen zu gelangen, welche den gewöhnlichen Fällen entsprechen.

Die Wolkenwellen unterscheiden sich in einer Hinsicht von den Wasserwellen. Bei diesen sind die Wellenkämme sehr schmal im Vergleich zu den Wellenthälern, bei jenen trifft das Gegenteil zu. Dies beruht darauf, dass bei den Luftwellen der Schaum der Wellenkämme, welcher ausgefällte Wassertröpfchen enthält, in der darüberliegenden Luft suspendiert bleibt, während bei Wasserwellen der Schaum gleich ins Wasser zurückfällt.

Höhe und Geschwindigkeit der Wolken. Die Winkelgeschwindigkeit der Wolken misst man mit dem Nephoskop. Dieses Instrument besteht aus einer kreisrunden glatten Scheibe aus schwarzem oder unten geschwärztem Glas, um deren Mittelpunkt mehrere konzentrische Kreise gezeichnet sind. Ausserdem sind durch den Mittelpunkt mehrere Durchmesser gezogen, welche nach den Himmelsrichtungen auf der horizontal aufgelegten Scheibe orientiert sind. Am Rand der Glasscheibe steht ein vertikaler Stab, der oben mit einer Spitze oder Öse versehen ist. Der Stab kann dem Rande entlang verschoben werden und sein oberes Ende vermittelst einer Zahnstange mit Schraube in beliebiger Höhe eingestellt werden. Man blickt über die Spitze oder durch die Öse auf den Mittelpunkt des Spiegels und stellt so ein, dass man dabei eine bestimmte Stelle einer Wolke sieht. Dann folgt man bei feststehendem Stab mit dem Auge dem Bild des mit der Stabspitze zusammenfallendem Wolkenteils, bis es durch einen Kreis passiert. Die Zeit, welche von der Einstellung des Nephoskops an verstrichen ist, ebenso die Richtung des Durchmessers, dem entlang das Bild gezogen ist, werden notiert. Aus diesen Angaben kann man leicht die Winkelgeschwindigkeit berechnen und erhält direkt die Zugrichtung der Wolke.

Um die absolute Geschwindigkeit aus der Winkelgeschwindigkeit zu berechnen, muss man ausserdem die Entfernung der Wolke kennen, woraus dann ihre Höhe leicht zu berechnen ist. Die Entfernung bestimmt man gewöhnlich vermittels Triangulierung (vgl. S. 236) von einer Basis von geeigneter Länge (100 m — 1000 m). Aus den von den beiden Endpunkten der Basis gleichzeitig beobachteten Azimuten und Höhen eines bestimmten Wolkenteils kann man seine Entfernung berechnen. Durch fortgesetzte Beobachtung dieser Grössen kann man

dann auch die Bewegungsrichtung und Geschwindigkeit des Wolkenteils ermitteln.

In neuerer Zeit nimmt man statt dessen häufig den betr. Wolkenteil mit zwei nach bestimmten Richtungen eingestellten Kameraen auf und bestimmt die Lage des Bildes auf den beiden Platten.

Die meisten solchen Messungen sind in Schweden (Upsala) und Amerika (Blue Hill bei Boston) ausgeführt worden. Sie führten zu folgenden Ergebnissen betreffs der mittleren Höhe folgender Wolkengattungen. Die Messungen gelten für den Sommer, und die Höhe ist in Metern über dem Beobachtungsort angegeben.

	Upsala	Boston
Cirrus	8500 m	9900 m
Cirro-Stratus, hohe . .	9250	8750
„ niedrige .	5200	6480
Cirro-Cumulus . . .	6400	7610
Alto-Cumulus, hohe .	5700	6410
„ niedrige	2750	3170
Strato-Cumulus . . .	2060	2000
Cumulo-Nimbus, Gipfel	2670	
„ Basis	1400	1200
Cumulus, Gipfel . . .	2020	2180
„ Basis . . .	1390	1470
Nimbus	1600	710
Stratus	810	580

Die Cirro-Stratus- und Cumulo-Nimbus-Wolken haben sehr verschiedene Höhen, die sich um zwei Mittelwerte gruppieren. Dementsprechend sind diese beiden Wolkengattungen in zwei Unterabteilungen, hohe und niedrige, eingeteilt. (Gegen die Einteilung der Alto-Cumuli, die in allen Höhen zwischen 800 und 9000 m beobachtet sind, in hohe und niedrige hat jedoch Hann Einsprüche erhoben.)

Die Maximal- und Minimalwerte der Wolkenhöhen können ganz bedeutend von den Mittelwerten abweichen. So z. B. wechselte die Höhe der Strato-Cumuli zu Upsala zwischen 470 und 4400 m, diejenige der Cirri zwischen 3600 und 13400 m.

Abgesehen von den niedrigsten Wolkenformen, Nimbus und Stratus, liegen die Wolken nach den Messungen bei Boston etwas höher wie nach denjenigen von Upsala. Dies rührt daher, dass im Sommer die relative Feuchtigkeit in Upsala etwas grösser als in Blue Hill bei Boston ist.

Dieser Umstand giebt sich auch in der jährlichen Schwankung der Wolkenhöhen kund, indem die verschiedenen Wolkenarten im Sommer in Upsala im Mittel etwa 700 m, zu Blue Hill etwa 900 m höher wie im Winter liegen. Am grössten ist der Unterschied für Cirrus-Wolken (1200 bezw. 1900 m), am geringsten für Alto-Cumuli (200 m).

Auch eine tägliche Schwankung der Wolkenhöhe, welche mit der relativen Feuchtigkeit zusammenhängt, tritt sehr deutlich hervor, indem diese Höhe während des Tages zunimmt, und am Abend und in der Nacht wieder abnimmt. Diese Änderung geht aus folgender Tabelle hervor.

	Mittlere Höhe der Wolke um		
	8 Uhr V. M.	1 Uhr N. M.	7 Uhr N. M.
Cirrus . . .	8700	8760	9500
Cirro-Cumulus	6020	6570	6230
Alto-Cumulus.	3780	4260	4000
Nimbus . . .	1180	1550	2160

Ferner nimmt die Mächtigkeit (Gipfel-Basis) der Cumulus-Wolken am Vormittag zu, bis zu einem Maximum kurz nach Mittag (etwa um 1 Uhr) und nimmt dann ab. So wurde diese Mächtigkeit um 8 Uhr V. M. zu 210 m, um 12 Uhr und 2 Uhr N. M. zu 570 bezw. 540 m und um 5 Uhr N. M. zu 60 m im Mittel geschätzt.

Die Kondensation des Wasserdampfes findet hauptsächlich in zwei verschiedenen Höhenlagen statt, von welchen die niedrigere durch die Cumuli, die höhere durch Cirri und Cirro-Strati charakterisiert ist. Dies hängt mit der Bildungsweise der Wolken zusammen, indem die Cumuli als Produkte einer ersten, die Cirri und Cirro-Strati als Produkte einer zweiten Kondensation angesehen werden können.

Die Messungen des nordamerikanischen Wetter-Bureaus über die prozentische Verteilung der Wolken in verschiedenen Höhen ergaben folgende Resultate:

Höhe . . .	0—1200	—2800	—4400	—6000	—7600	—9200	—10800	—12400	—14000 m
Proz. Wolken	4,0	**21,8**	11,5	8,0	7,6	12,8	**18,9**	10,0	5,4

Wolken von mehr als 15 km Höhe werden nur selten beobachtet. Die Wasserdampfmengen in dieser Höhe sind so verschwindend gering (vgl. S. 626), dass man keine merkliche Kondensationen zu erwarten hat. Jedoch sind unter günstigen Beleuchtungs-Verhältnissen „leuchtende Nachtwolken“ von Jesse, Mohn und anderen beobachtet worden, deren Höhe bis gegen 100 km oder mehr emporreichte (vgl. S. 580).

Die Geschwindigkeit der Wolken ist sehr nahe derjenigen der

umgebenden Luftmassen gleich. Dass dieser Satz nicht streng giltig ist, kann man daraus ersehen, dass eine Wolke auf der einen Seite (Luv-Seite) zuwachsen, auf der anderen Seite sich auflösen kann. So sieht man Wolken, die sich über einen Bergkamm hinabwälzen, in einer bestimmten Höhe sich auflösen. Die Wolkenbank liegt fest, obgleich die Luftmassen sich fortbewegen. Für in horizontaler Richtung sich bewegende Wolken dürfte jedoch die Geschwindigkeit ohne merklichen Fehler gleich der Windgeschwindigkeit in der Umgebung gesetzt werden können.

Die Geschwindigkeit der Wolken in horizontaler Richtung steigt mit ihrer Höhe. Sie ist im Winter grösser wie im Sommer, wie die nachstehende Tabelle zeigt. In den Tropen verschwindet dieser Unterschied der Jahreszeiten aus leicht ersichtlichen Gründen.

Wolkengeschwindigkeit in m pro Sek. (W. = Dez.—Febr., S. = Juni—Aug.)

Höhe der Wolken . .		500—2000	—4000	—6000	—8000	—10000	—14000
Upsala (60° n. Br.)	W.	9,0	10,8	19,9	20,5	33,5	—
	S.	9,3	6,6	12,0	20,3	19,7	—
Blue Hill (42,5° n.Br.)	W.	11,3	17,9	26,3	31,0	41,8	50,4
	S.	8,5	11,7	13,9	19,0	29,8	32,8
Manila (15° n. Br.)	W.	5,7	7,2	4,9	7,5	17,0	12,2
	S.	5,3	7,1	8,0	8,5	10,2	14,1

Die maximale Geschwindigkeit der Cirrus-Wolken kann nach amerikanischen Messungen etwa 100 m pro Sek. erreichen, diejenige der Cumulus-Wolken nur ein Drittel davon.

Bewölkung. Da die Bewölkung von grösster meteorologischer Bedeutung ist, indem dieselbe die Grösse der Sonnenstrahlung und der nächtlichen Ausstrahlung beeinflusst, hat man bei allen meteorologischen Beobachtungen eine Angabe über den Bruchteil des Himmels, welcher von Wolken bedeckt ist, vorgeschrieben. Die Grösse dieses Teils wird nach Augenmaass geschätzt und in Zehnteilen angegeben. Der Bewölkung am Horizont, welche aus perspektivischen Gründen zu stark erscheint, soll dabei ein geringeres Gewicht beigelegt werden. Auf die Dichte der Bewölkung wird dabei keine Rücksicht genommen, sondern dieselbe wird durch eine eigene Angabe (0 sehr dünn, 2 dicht) gekennzeichnet.

An Stelle der Bewölkung kann man die Dauer des Sonnenscheins als Bruchteil der Tageslänge angeben. Dabei benutzt man für gewöhnlich eine kugelförmige Linse, die ein Sonnenbild auf ein Papier wirft.

Ist der Himmel rein, so verkohlt das Papier an der entsprechenden Stelle. Man kann natürlich ebenso gut photographische Registrierung verwenden.

In der Nacht wird die Bewölkung aus der Sichtbarkeit der Sterne geschätzt. Bei photographischen Aufnahmen stellt man die Camera auf die circumpolaren Sterne ein, welche Kreise auf der Platte zeichnen, die bei Bewölkung abgebrochen sind.

Die Bewölkung zeigt eine deutliche Periode sowohl nach den Jahres- wie nach den Tageszeiten. Als Beispiele mögen folgende Angaben angeführt werden.

Tägliche Periode der Bewölkung (in Zehnteln)

	V. M. 2	6	10	N. M. 2	6	10
Offener Ocean	5,9	**6,2**	5,8	5,8	*5,7*	5,7
Allahabad	2,7	**3,3**	*3,2*	**3,6**	3,5	*2,5*
Wien, Okt.—Febr.	+ 0,33	+ **0,48**	+ 0,34	0	— 0,06	— *0,43*
„ Mai—Juni	— 0,33	— 0,18	+ 0,21	+ **0,58**	+ 0,35	— *0,63*
„ Apr., Juli—Sept.	— 0,31	+ **0,25**	+ *0,11*	+ **0,37**	+ 0,12	— *0,54*

Die Ziffern für Wien geben die Schwankungen um den Mittelwert, vgl. nächste Tabelle, an.

Jährliche Periode der Bewölkung (in Zehnteln)

	Jan.	Febr.	Mä.	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
Süd-England	**7,8**	7,5	7,4	7,6	*6,6*	6,8	**6,9**	6,7	6,8	*6,7*	7,1	7,1	7,1
Upsala	**8,1**	7,7	7,2	6,1	5,7	5,8	*5,2*	5,3	5,5	5,8	7,0	7,5	6,9
München	**7,3**	6,9	5,9	*5,4*	**6,9**	6,3	6,3	6,0	*5,9*	6,2	7,2	7,2	6,5
Wien	**7,3**	7,2	6,7	6,2	5,2	5,1	4,9	4,5	*4,5*	4,5	5,4	7,4	5,7
Norweg., S.-Küste	6,9	**7,2**	6,9	6,3	*6,0*	6,2	6,0	6,9	6,5	7,0	6,9	6,8	6,6
Östl. Mittelmeer 34⁰ n. Br.	**4,9**	4,6	3,8	3,7	2,8	1,3	*1,1*	1,3	1,8	2,5	4,0	4,7	3,0
Alpengipf. 2600 m 47⁰ n. Br.	*5,0*	5,3	6,0	6,5	**7,0**	6,7	6,1	5,8	6,0	6,0	5,5	5,1	6,9
Kamerun, Gabun 0,3⁰ n. Br.	*5,4*	6,3	7,0	7,2	7,4	7,7	**8,9**	8,6	8,4	8,0	*7,4*	**8,6**	7,4
Ostasien 56½⁰ n. Br.	*3,1*	3,4	3,9	4,7	5,7	5,6	**6,2**	6,0	5,5	5,4	4,8	4,2	4,9

In kontinentalen Gebieten ist der tägliche Gang relativ einfach. Ein Minimum tritt am Abend um 10—11 Uhr ein, wonach die Bewölkung steigt, zur Mittagszeit oder kurz danach erreicht sie ein Maximum. Die Schwankung ist im Winter gering, in Paris zwischen 6,5 und 7,2, im Sommer bedeutender, in Paris zwischen 4,2 und 6,2.

Auf dem Ocean ist die Schwankung sehr gering, zwischen 5,6 am Mittag und 6,2 um 6—8 Uhr V. M. Die Veränderung der Periodizität mit den Jahreszeiten zeigen die Daten aus Wien. Im Vorsommer verhält sich die Bewölkung wie in Paris; im Frühling und Nachsommer tritt ein sekundäres Maximum um 6 Uhr Vormittags hinzu, welches in den Wintermonaten zum Hauptmaximum wird, während das Mittagsmaximum verschwindet.

Der jährliche Gang der Bewölkung zeigt in unseren Gegenden ein Maximum im Winter, ein Minimum im Hochsommer mit geringeren Variationen. Dieser Gang gilt für höher gelegene Punkte in Gebirgen nicht, weil im Winter ein grosser Teil der Wolken unter ihnen liegt. Daselbst kann, wie das oben angeführte Beispiel (Alpengipfel) zeigt, sogar der Gang nahezu umgekehrt werden, indem das Minimum im Januar, das Maximum im Vorsommer liegt. Einen ähnlichen Gang zeigen die kältesten und die äquatorialen Gegenden.

Alle diese ziemlich komplizierten Erscheinungen finden in jedem einzelnen Falle ihre Erklärung aus der täglichen und jährlichen Veränderung der Wolkenmenge.

Aus der Zeit des Sonnenscheins kann man die Zeit berechnen, während welcher die Sonne von Wolken verdeckt gewesen ist. Diese Zeit, in Prozenten der Tageslänge ausgedrückt, stimmt nicht völlig mit der mit 10 multiplizierten Zahl der Bewölkung überein. Diese Abweichung, welche auf der Ungleichheit der Bewölkung zu verschiedenen Tageszeiten und an verschiedenen Himmelsteilen beruht, ist jedoch ziemlich unbedeutend. Als Beispiele der Ziffern für die Sonnenstrahlung mögen folgende Daten angeführt werden.

Sonnenschein, Prozent von der möglichen Bestrahlungszeit

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Mittel
Valentia	*18*	22	22	35	43	**51**	39	31	34	33	25	26	32
Petersburg	9	20	29	35	51	43	**54**	48	46	39	23	*8*	34
Wien	27	33	31	37	35	47	50	**59**	43	45	*22*	27	38
New York	54	*52*	60	59	62	61	73	**75**	73	71	68	56	64

Der tägliche Gang der Insolation zeigt in Mitteleuropa im Winter einen umgekehrten Gang wie im Sommer, indem im Winter die Nachmittage mehr Sonnenschein aufweisen wie die Vormittage. Dies gilt auch für das Jahr besonders in küstennahen Orten, nicht aber im Hochgebirge. Im Hochsommer ist es umgekehrt, besonders im Gebirge. Dasselbe trifft für die Tropen im ganzen Jahr zu. Der Grund ist, dass in kälteren Jahreszeiten und Gegenden die Nebel und niedrigen Wolken

vorwiegen, welche ihr Maximum am Morgen aufweisen, in wärmeren Jahreszeiten und Gegenden dagegen die im Nachmittag häufigen Cumulus-Wolken die Hauptmasse der Bewölkung bilden.

Die Verteilung der Bewölkung über der Erdoberfläche ist von Teisserenc de Bort durch Linien der gleichen Bewölkung, Isonephen, dargestellt. Aus seinen Daten sind folgende Mittelwerte in Prozent berechnet.

Breite	Land	Meer	Mittel
70—60 N.	58	66	60
60—50	56	**68**	**62**
50—40	46	63	55
40—30	36	52	46
30—20	29	47	*41*
20—10	*28*	*47*	42
10—Äq.	50	57	55
Äq.—10 S.	**55**	**60**	**58**
10—20	48	54	53
20—30	*30*	*50*	*45*
30—40	39	51	49
40—50	62	61	62
50—60	**71**	**72**	**72**

Die Bewölkung zeigt ein Maximum zwischen dem Äquator und 10° s. Br. und nimmt von da nach beiden Seiten stark ab bis zu etwa 20° n. Br. und 25° s. Br. Von da ab nimmt sie mit der Breite zu und erreicht wohl erst am Pol ihr Maximum. Die Bewölkung ist, wie natürlich, geringer über dem Kontinent als über dem Meer. Hauptsächlich deshalb zeigt die nördliche Halbkugel eine geringere Bewölkung als die südliche.

Die mittlere Bewölkung für die ganze Erde erreicht etwa 52 Proz. Die Dauer des Sonnenscheins beträgt für Italien 52 Proz., für Deutschland 38 Proz., für die britischen Inseln nur 30 Proz. der möglichen Dauer. Auf Berggipfeln ist sie geringer als in der Ebene (Ben Nevis 16 Proz., Sonnblick 34, gegen 40 im Thal). Hochthäler zeigen dagegen häufig mehr Sonnenschein wie die Niederung (z. B. Davos). Grosse Städte büssen durch Rauch und Nebel viel Sonnenschein ein, so z. B. London ein Drittel, Hamburg ein Viertel.

Die Entstehungsweise der Regentropfen. Wilson hat berechnet, dass die Tropfen, welche ohne Kondensationskerne sich bei Ausdehnung bilden, einen Durchmesser von $1{,}7 . 10^{-6}$ mm besitzen. So kleine

Tropfen können nicht beobachtet werden, und in der Natur kommen wohl immer Kondensationskerne vor, die Tropfenbildung bei geringer Übersättigung herbeiführen, wobei auch die Tropfen grösser sind. Bock hat aus den Beugungserscheinungen in dem durch einen Dampfstrahl hindurchgegangenen Licht berechnet, dass darin Tropfen von 1—2 μ vorkommen. In der Nähe der kleinen Tropfen ist der Dampfdruck grösser als in der Nähe der grossen, deshalb destilliert Wasser hinüber und die grossen Tropfen wachsen auf Kosten der kleinen.

R. v. Helmholtz hat einen interessanten Versuch gemacht. Wenn man auf eine Glasplatte atmet, auf welcher ein paar grössere Wassertropfen liegen, so bedeckt sie sich mit einem Anflug, welcher in der Nähe der grossen Tropfen bald verschwindet, sodass dieselben von einem klaren Rand umgeben sind. Die kleinen Hauchtröpfchen sind in der Nähe der grossen Tropfen zu diesen hinüberdestilliert.

Wenn der Durchmesser der Tröpfchen gegen 0,1 mm oder mehr erreicht, ist jedenfalls der Unterschied in ihrer Dampfspannung zu unbedeutend, um eine nennenswerte Destillation herbeiführen zu können. Trotzdem sind die Regentropfen viele Male grösser als die Nebeltropfen, deren mittlere Grösse auf 0,02 mm Durchmesser geschätzt worden ist. Dies beruht ohne Zweifel auf einem rein mechanischen Zusammenfliessen der Nebeltropfen beim Herunterfallen. Im Gebirge beobachtet man häufig, wie ein am Fusse des Berges heftiger Regen höher hinauf durch feinen Regen und noch höher durch einen Nebel ersetzt wird, aus dem langsam mikroskopische Tropfen herausfallen.

Man hat schon lange (Kant) vermutet, dass elektrische Entladungen bei dem Zusammenfliessen der Wassertropfen eine grosse Rolle spielen. Ein fallender Wasserstrahl, der sich in Tropfen auflöst, hält bis zu einem tieferen Punkte zusammen, wenn man ihm eine geriebene Siegellackstange nähert (Rayleigh). R. v. Helmholtz, Richarz, Aitken, Shelford Bidwell, Barus u. a. haben eine ähnliche Erscheinung studiert. Ein Dampfstrahl wird undurchsichtiger und dadurch eine längere Strecke sichtbar, sobald er elektrischen Ausströmungen ausgesetzt wird, was auf eine kondensierende Einwirkung hindeutet. Es scheint jedoch, dass die elektrische Ladung nicht selbst wirksam ist, sondern die durch ihre Ausströmung in die Luft entstehenden Produkte. Luft, in welche die Elektrizität ausgeströmt ist, kann nämlich lange Strecken durch Röhren geleitet werden, ohne die kondensierende Eigenschaft zu verlieren. Ähnliche Eigenschaften zeigt Luft, welche mit Röntgen- oder Kathodenstrahlen durchstrahlt ist. Man nimmt von solcher Luft

an, dass sie positive und negative Ionen enthält. Diese können in einem elektrostatischen Feld voneinander getrennt werden. Es zeigt sich dabei nach Wilson, dass die negativen Ionen eine bedeutend stärker kondensierende Eigenschaft besitzen als die positiven. Mit Sonnenlicht beleuchtete Luft zeigte diese Eigentümlichkeit nicht. Lenard fand bei Untersuchung des Niederschlages in ultraviolett bestrahlter Luft keine Eigenladung desselben.

Physikalische und chemische Eigenschaften der Regentropfen. Die Grösse der Regentropfen ist sehr verschieden je nach den äusseren Umständen. Je dichter und mächtiger die regengebenden Wolken sind, um so grösser werden sie im allgemeinen. Die Mächtigkeit der Wolken hängt aber von der Wasserdampfmenge in der Luft ab, und die Regentropfen wachsen deshalb im allgemeinen mit der Lufttemperatur, sodass die grössten Tropfen in den Tropen vorkommen. Die Tropfen können jedoch eine gewisse Grösse wegen des Luftwiderstandes beim Herunterfallen nicht überschreiten. Lässt man nämlich grössere Wassermassen als von etwa 0,2 g Gewicht durch die Luft fallen, so lösen sie sich in kleinere Tropfen auf (Wiesner; nach Ritter ist das Maximalgewicht 0,14 g). Danach dürften Regentropfen von grösserem Durchmesser als etwa 7 mm nicht vorkommen. Die Tropfen bei Platzregen erreichen einen Durchmesser von etwa 5 mm, bei gewöhnlichem Regen 2—4 mm und bei feinem Regen, wie Nebelregen, noch weniger.

Bei einem Gewitter bemerkt man leicht, dass die zuerst fallenden, gewöhnlich spärlichen Tropfen sehr gross sind und kleinere ihnen folgen, bis der eigentliche Regenschauer aus ziemlich gleichmässigen Tropfen besteht. Dass die grössten Tropfen zuerst hinunter kommen, ist eine Folge des Luftwiderstandes (vgl. S. 641).

Die Regentropfen haben, wegen ihrer Herkunft aus höheren kühlen Luftschichten, im allgemeinen eine niedrigere Temperatur als die Luft an der Erdoberfläche. Passerini in Florenz fand, dass im Juni—Sept. der Regen um 3,1^0, im Mai und Okt.—Nov. um 1,1^0 kälter als die Luft am Erdboden war. Dies hängt mit der starken Abnahme der Lufttemperatur nach oben an Sommertagen und der grossen Höhe der Wolken zu dieser Zeit zusammen.

Die Herkunft der Regenwolken spielt dabei auch eine Rolle, indem nach Breitenlohner die in Lobositz (Böhmen) aus dem Südwestquadranten stammenden Gewitterwolken eine Regentemperatur von nur 0,8^0 C. unter der Lufttemperatur am Erdboden, diejenigen von N., NE und NW dagegen 3^0 C. unter derselben zeigten.

Bisweilen kann der Regen wärmer sein als die niedere Luft und der Boden. In diesem Fall entsteht auf gefrorenem Boden Glatteis (vgl. S. 638).

Der Regen und der Schnee nehmen alle Körper, die in der Luft schweben, auf. An der Meeresküste enthält der Regen Spuren von Salzen aus dem Meerwasser, welches als Wellenschaum der Luft Tröpfchen abgegeben hat. In der Nähe von Fabrikstädten enthält der Niederschlag Schwefelsäure, die bei der Verbrennung von kieshaltigen Kohlen entstanden ist. Ausserdem schleppt der Niederschlag alle Arten von Staub mit sich, darunter allerlei Mikroorganismen, wie Bakterien, Pilzsporen u. s. w. Aus diesem Grunde ist das Regenwasser nicht als Trinkwasser zu empfehlen. Bisweilen fällt mit dem Regen der gelbe Pollen blühender Nadelhölzer, er wird dann Schwefelregen genannt.

Ausser diesen festen oder gelösten Bestandteilen enthält der Regen alle atmosphärischen Gase aufgelöst.

Unter diesen Gasen ist das Ammoniak das wichtigste wegen seiner landwirtschaftlichen Bedeutung. Ausser Ammoniak enthält der Niederschlag auch normal einige andere für die Landwirtschaft wichtige Stickstoffverbindungen, Nitrit und Nitrat von Ammoniak. Ammoniak, sowie seine Verbindungen, entsteht unter Einwirkung von stillen elektrischen Entladungen (zufolge des luftelektrischen Potentialfalles) in der Luft. Der Ammoniakgehalt des Regens ist etwa doppelt so gross im Januar wie im Juli (3,7 bezw. 1,5 mg pr. Liter in der Nähe von Paris, das Mittel ist 2,0 mg). Durch Niederschlag wird bei Paris dem Boden jährlich pro m^2 1,04 g Ammoniak-Stickstoff und 0,4 g Nitrat- und Nitritstickstoff zugeführt. Die Stickstoffzufuhr zum Boden ist in England (Rothamsted) und auf dem Lande in Frankreich nur etwa zwei Drittel so gross.

Für Belgien haben Petermann und Graftiau sowie Spring sehr eingehende Untersuchungen ausgeführt.

Zu Gembloux enthält der Regen 1,41 mg Stickstoff pr. Liter, einer Stickstoffzufuhr von 1,03 g pr. m^2 und Jahr entsprechend. Das Verhältnis vom Stickstoff im Ammoniak zum Stickstoff in Nitraten oder Nitriten kann sehr stark veränderlich sein (von 1,5 : 1 bis zu 15 : 1), im Mittel ist es ungefähr 3 : 1. Für die deutschen Stationen sind sehr variable Verhältnisse gefunden. Die Beobachtungen von Regenwalde 1864—1867 geben im Mittel 2,06 mg NH_3-Stickstoff und 0,61 mg sauerstoffgebundenen Stickstoff pr. Liter Regen, einer jährlichen Zufuhr von 1,56 g Stickstoff pr. m^2 zum Boden entsprechend. Beobachtungen in Florenz (1870—1872) ergaben

die entsprechenden Ziffern 0,93, 0,31 und 1,34. Die älteren Messungen in Rothamsted 1853—1856 gaben 0,93, 0,12 bezw. 0,75.

Schnee und Reif enthalten etwa 5 mal mehr Stickstoffverbindungen als Regen.

Der Stickstoffgehalt ist in Städten und ihrer Umgebung bedeutend grösser als auf dem Lande. So z. B. fand man für die Städte in Schottland 3,7 mg Ammoniak- und 0,26 mg sauerstoffgebundenen Stickstoff pr. Liter, für Glasgow sogar 7,5 bezw. 0,6 mg, für das Land dagegen nur 0,70 bezw. 0,15 mg. Der Ammoniakgehalt ist in den Tropen nur wenig grösser als bei uns, so z. B. zu S. Dénis auf Réunion 21^0 s. Br. 1,6 mg Stickstoff pr. Liter (nach Müntz). Der Gehalt an Nitraten und Nitriten übersteigt dagegen daselbst denjenigen in gemässigten Zonen bedeutend, er entspricht 2,7 mg Stickstoff pr. Liter. Die Stickstoffzufuhr zum Boden ist dort etwa 4 mal so gross wie bei Montsouris. Zu Caracas, 11^0 n. Br., wurden 2,23 mg oxydierter Stickstoff pr. Liter gefunden. Diese Zunahme der Sauerstoffverbindungen des Stickstoffs gegen die Tropen wird den Blitzen zugeschrieben, welche dort viel häufiger und intensiver wie bei uns sind.

Fester Niederschlag. Bei grosser Kälte sieht man bisweilen in der Luft glänzende Eisnadeln langsam heruntersinken. Dieselben kommen auch in höheren Luftschichten nach Berichten von Ballonfahrern recht häufig vor. Sie sind wahrscheinlich durch langsame Kondensation des Wasserdampfes entstanden. Sie kommen nur bei sehr niedrigen Temperaturen vor, bei welchen der Wasserdampfgehalt der Luft äusserst geringfügig ist.

Bei grösserem Dampfgehalt der Luft bilden sich die zierlichen sechsstrahligen Schneesterne, welche bisweilen, wenn die Temperatur nicht allzu niedrig ist, sich zu Schneeflocken durch Zusammenfrieren verbinden. Unter —23^0 kommen solche Schneeflocken nicht vor, weil die Schneesternchen dann trocken sind und nicht aneinander haften.

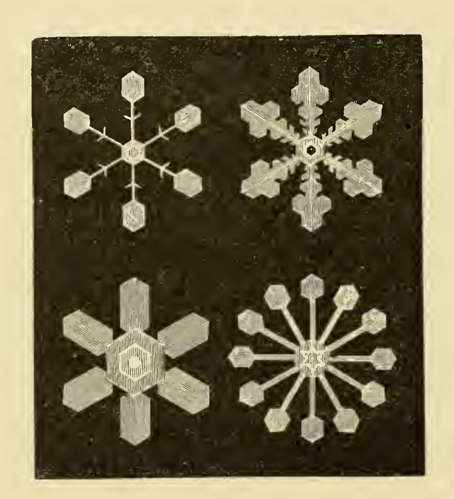
Die Schneesternchen (Fig. 196) sind regelmässig längs der Achse der Strahlen mit kapillaren Hohlräumen versehen, die ausser Luft bisweilen Wasser (auch bei —8^0 C. nach G. Nordenskiöld) einschliessen.

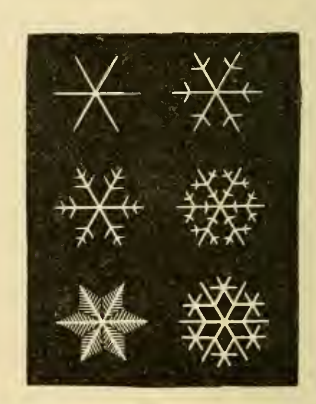
Die Schneeflocken können einen bedeutenden Durchmesser (3 bis 4 cm) erreichen. Ihre Fallgeschwindigkeit beträgt nach Maille bei 1 cm Durchmesser 0,8 m, bei 3—4 cm Durchmesser nur 0,25—0,35 m pr. Sek. Dies hängt damit zusammen, dass in den grossen Schneeflocken viel Luft zwischen dem Netzwerk der Strahlen mitgeschleppt wird.

Der meiste Schnee fällt in Mitteleuropa bei Temperaturen um 0^0

herum. Obgleich ein Fall beobachtet worden ist (im oberen Engadin am 9. Juni 1829), dass Schnee bei einer Temperatur von + 10,9° C. fiel, kann man behaupten, dass Schneefälle nur in äusserst seltenen Ausnahmefällen bei Lufttemperaturen oberhalb 3° vorkommen. Sie können dagegen bis zu Temperaturen von unter — 40° C. beobachtet werden, wenn sie auch unter solchen Umständen sehr wenig ergiebig sind.

Wegen der Verästelungen der Schneeflocken legt sich die Schneedecke sehr locker. Die Menge des gefallenen Schnees wird als Höhe der Wassermenge angegeben, welche beim Auftauen der Schneemasse entstehen würde. Die Höhe des frisch gefallenen Schnees ist im Mittel





Figg. 196 und 197. Schneekrystalle.

etwa 10 mal grösser als diese Wasserhöhe. Diese Zahl kann zwischen sehr weiten Grenzen schwanken (7—30). Alter Schnee, der zusammengesintert ist, liegt viel dichter. So ist die obengenannte Zahl („spezifische Schneehöhe") des 1 Monat alten Schnees im Gebirge etwa 3, des 6—9 Monate alten und des Firnschnees etwa 2. Sie sinkt zuletzt für die Gletscher auf 1,1—1,15.

Starker Wind kann auch den frischgefallenen Schnee bedeutend zusammendrücken.

Ganz anders wie der aus dünnen Ästchen bestehende Schnee verhält sich der Graupel, welcher aus runden, schneeweissen Körnern besteht, deren Undurchsichtigkeit auf einer grossen Menge von Luftbläschen beruht. Die Einzelkörner, welche einen Durchmesser von 1 bis 3,

selten 5 mm besitzen, sind wegen der Luftbläschen bröckelig und können zwischen den Nägeln leicht zerquetscht werden. Die Luftbläschen deuten darauf hin, dass die Graupelkörner aus zusammengesinterten Eiskrystallen oder aus Regentröpfchen entstanden, welche schnell gefroren sind, wobei die absorbierten Gase als Bläschen ausgeschieden wurden.

Von besonderem Interesse sind die Hagelkörner, welche bisweilen grosse Schäden anrichten, besonders sind einige Länder vorzugsweise von ihnen heimgesucht — unter anderen Steiermark und Kärnthen. Sie bestehen aus einem graupelkornähnlichen Kern, um welchen konzentrische Eisschichten von verschiedener Beschaffenheit gelagert sind. Die Hagelwetter sind eine spezielle Form von Gewittererscheinungen, weshalb wir später auf dieselben zurückkommen werden.

Die Grösse der Niederschlagsmenge. Zur Messung des Niederschlags stellt man einen Blechtrichter auf, der oben in einem niederen cylindrischen Ring von gemessenem kreisförmigem Durchschnitt endet. Unter dem Trichter steht ein Auffangegefäss, gewöhnlich ein graduierter Glascylinder. Dieser Apparat, Regenmesser oder Pluviometer genannt, wird mit seinem Ring ganz horizontal auf einer von Gebäuden, Mauern, Bäumen und anderen in die Höhe ragenden Gegenständen ziemlich entfernten Stelle, sodass der Niederschlag nicht von diesen Gegenständen aufgefangen werden kann, in einer Höhe von 1 bis 1,5 m über dem Boden aufgestellt. Man verlangt auch, dass der Regenmesser eine gegen heftige Winde geschützte Lage besitzt.

Man fand schon früh, dass die von dem Regenmesser aufgesammelte Regen- und noch mehr die Schneemenge um so geringer wird, je höher der Regenmesser aufgestellt ist. So fiel in dem Garten von Heberden, der diese Eigentümlichkeit zuerst wahrnahm, in einem Jahre (1766—1767) 574 mm, auf dem Dache seines Hauses 461 mm und auf dem Dachfirst des nahegelegenen Westmünsters Abbey nur 307 mm. Diese Beobachtung wurde an verschiedenen Stellen mit gleichem Ergebnis wiederholt.

Diese Zunahme der Regenmenge gegen den Boden hin, welche man zuerst einer Kondensation von Wasserdampf auf den fallenden Regentropfen zuschrieb (Dove), ist nur scheinbar. Über dem Regenmesser bildet sich zufolge seines Widerstandes gegen die Luftbewegung ein Wirbel, um welchen herum die Windgeschwindigkeit vergrössert wird. Auf diese Weise werden die leichten Regentropfen und noch mehr die Schneeflocken zum grossen Teil von dem heftigen Windzug um den Wirbel herum mitgerissen und verhindert, in den Regenmesser zu fallen.

Die Windgeschwindigkeit ist in der Nähe des Erdbodens geringer als in grösserer Höhe. Dadurch wird die eigentümlich erscheinende Thatsache erklärlich. Daher kommt auch die Forderung, dass der Regenmesser gegen heftige Winde geschützt sein soll.

Die Heftigkeit der Regengüsse hängt von ungefähr denselben Umständen ab, wie die Grösse der Regentropfen. Sie beruht auf der Geschwindigkeit des Aufsteigens von feuchten Luftmengen. Starke Regen werden Platzregen genannt, sie fehlen bei uns im Winter und sind stark auf den Sommer konzentriert (Juni—Aug. etwa 70 Proz.). Nach Riggenbach sollte man als Platzregen nur solche Regen bezeichnen, die mehr als 5 Minuten dauern und einen Niederschlag von wenigstens 0,33 mm pro Minute (im Mittel) bringen. Steigt diese Ziffer über 1,67 mm bei wenigstens 30 Minuten Dauer, so spricht man von Wolkenbruch.

Die heftigen Regen sind meist mit Gewittern verbunden (zu Pawlowsk 60 Proz.).

Die grösste Tagesmenge eines Regens ist bei Cherrapundji in den Khasibergen zu Assam am 14. Juni 1876 mit 1036 mm beobachtet worden. Danach kommen Crohamhurst, 1480 m, 26° 50′ s. Br., 152° 9′ E. L. in Queensland, Ostküste von Australien, mit 907 mm am 2. Febr. 1893 (1963 mm 31. Jan.—3. Febr.) und Tanabe, Japan, mit 902 mm am 19. Aug. 1889. Fünf andere Fälle von über 500 mm Niederschlag in 24 Stunden sind bekannt, darunter 25. Okt. 1822 bei Genua 812 mm, Alexandria, Louisiana 15. Juni 1886 544 mm und Honkong 30. Mai 1889 521 mm (in den Tagen 29.—30. Mai fielen 886 mm in 36 Stunden).

Die grössten Niederschlagsmengen in 24 Stunden in Mitteleuropa sind: Neuwiese im Riesengebirge 29. Juli 1897 345 mm (Höhe 780 m, 50° 49′ n. Br., 15° 0′ E. L.), Schneekoppe im Riesengebirge 30. Juli 1897 239 mm, Buchenberg, südlich von Wernigerode im Harz, 22. Juli 1885 238 mm, Reichenhall und Alt-Aussee 242 mm, Langbathsee 255 mm. Mühlau bei Admont 287 mm, alle am 12. Sept. 1899. Trentschin (Ungarn) wies am 7 Juni 1873 267 mm Regen auf, Joyeuse, Dep. Ardèche in den Cevennen 9. Okt. 1827 792 mm in 22 Stunden, Molitg-les-Bains, Pyrénées-Orientales, 20. März 1868 313 mm in anderthalb Stunden, Perpignan und Montpellier 11. Okt. 1862 233 mm in 7 Stunden. Die höchste Ziffer für Grossbritannien ist Ben Nevis 6. Febr. 1894 169 mm, 2. Okt. $9^h\,p$ bis 3. Okt. $9^h\,a$ 1890 205 mm, für das europäische Russland, Gouv. Kherson 22. Okt. 1885 160 mm.

Die ergiebigsten dieser Tagesregen rührten von grossen Luftwirbeln her. Sie stehen in Bezug auf Heftigkeit, welche durch die Niederschlags-

höhe pro Minute gemessen wird, vielen Regengüssen von kurzer Dauer nach, bei welchen bisweilen 5, ja sogar 10 mm Regen pro Minute (Rumänien, 45° 10′ n. Br., 24° 41′ E. L. 7. Juli 1889) gefallen sind. Besonders in Amerika kommen solche heftige Regengüsse nicht selten vor. Diese schweren Regengüsse sind häufig rein lokaler Natur und treten über der stark erhitzten Niederung am Nachmittag der heissen Sommertage auf. Dagegen sind die tagelangen ergiebigen Regen meist in den Gebirgsgegenden anzutreffen, wie die vorhin gegebenen Beispiele zeigen, und sie ergiessen sich über grosse Flächen.

Die Menge flüssigen Wassers in einer Wolke ist zuerst von den Brüdern Schlagintweit bestimmt worden. Man saugte dabei eine bestimmte Menge Wolkenluft durch ein chemisches Hygrometer und korrigierte den so gefundenen Wert für den Dampfgehalt, der unter Annahme von Sättigung ermittelt wurde. Diese Methode giebt zu niedrige Werte, weil die Wassertröpfchen (nach F. Exner) an der Einsaugeröhre vorbei fliegen. Vermeidet man diesen Fehler, so erhält man höhere Werte. V. Konrad fand auf dem Schafberg bei Wien, dass in einem Nebel mit 30—40 Schritt Sehweite 3,0 g Wasser pro m³ enthalten waren. Sank die Sehweite auf 26 Schritt, so war die Wassermenge 4,4 g pro m³. Man kann wohl daher annehmen, dass in einer dichten Cumuluswolke höchstens 10 g Wassertropfen pro m³ vorhanden sind. Diese Zahl dürfte vielleicht in den Tropen überschritten werden, wogegen sie ohne Zweifel für höhere Breiten viel zu gross ist. Wenn die Tröpfchen, wie oben angenommen wurde, einen Durchmesser von 0,02 mm besitzen, so enthält 1 m³ Wolke von 4,4 g Wassergehalt 1050 Millionen solche Tröpfchen, deren gegenseitige Entfernung demnach etwa 1 mm ist, d. h. 50 mal den Durchmesser übersteigt.

Aus diesen Messungen geht hervor, dass auch eine 5 km mächtige Wolkenbank von der grössten oben angenommenen Dichtigkeit nicht mehr als 50 mm Niederschlag geben könnte. Die ergiebigsten Regengüsse müssen demnach von lange andauernden aufsteigenden Bewegungen feuchter Luftmassen herrühren.

Solche aufsteigende Bewegungen von grossem Umfang sind in den äquatorialen Gegenden beständig, wo sich deshalb ausserordentlich intensive Regen zeigen. Ferner kommen starke aufsteigende Luftbewegungen in Gebirgen vor. Dieselben zeichnen sich auch durch starken Niederschlag aus, und detaillierte Karten über die Regenmenge haben deshalb grosse Ähnlichkeit mit Höhenkarten. Die Regenmenge steigt im allgemeinen mit der Meereshöhe, aber nur bis zu einer be-

stimmten Grenze, wo wegen der stark abnehmenden Temperatur auch der Niederschlag abzunehmen anfängt. Das Maximum fällt im Himalaya auf etwa 1300 m Höhe, in den Bergen von Java auf 1000 m und in dem englisch-indischen Seedistrikt auf nur 500 m Höhe.

Falls die Gebirgskette eine sehr hohe Temperatur, verglichen mit den vorbeistreichenden Luftmassen, besitzt, kann sie ihnen so viel Wärme abgeben, dass sie den Thaupunkt nicht erreichen. Der Regen bleibt in solchen Fällen aus, wovon Spanien und Algerien Beispiele darbieten.

Etwas Ähnlichkeit mit den Gebirgen zeigen die Küstenzonen. Die Winde vom Meere werden daselbst durch Reibung aufgestaut und geben ihre Feuchtigkeit ab. In beiden Fällen hängt sehr viel von der Richtung des Windes ab. So z. B. gilt, was oben von den Bergen gesagt wurde, nur von der Windseite. Auf der Leeseite herrscht dagegen Trockenheit.

Dieser Unterschied ist im Winter, bei dem niedrigen Gang der Wolken, viel grösser als im Sommer.

Die grossen Luftwirbel bieten einen anderen Fall von langdauernden aufsteigenden Luftströmen. Dieselben führen auch Regen mit. Die Gegenden, wo diese Cyklone ihre grossen Zugstrassen haben, weisen deshalb grosse Niederschlagsmengen auf. Dies ist z. B. der Fall für die britische und die norwegische Westküste, sowie für das Gebiet der grossen Seen in Nordamerika.

Die von Süden kommenden Winde führen im allgemeinen wegen ihrer hohen Temperatur und damit folgender Feuchtigkeit Regen mit. Dagegen sind die Nordwinde durch Kälte und Mangel an Regen ausgezeichnet. Dies gilt für den Nordteil der Erde; für den Südteil ist es umgekehrt.

Im Winter fliesst der Wind vom Kontinent zum Meer, im Sommer umgekehrt. Die erstgenannten Winde steigen herab, die zweitgenannten hinauf. Deshalb besitzen die grossen Kontinente im Sommer im allgemeinen eine Regenzeit, im Winter eine trockne Zeit. Dies ist z. B. der Fall für das indische Monsunengebiet.

Die Verteilung des Niederschlages auf der Erde. Zahlreiche Beispiele der oben angeführten Sätze findet man in den Karten, welche die Niederschlagsmenge in den verschiedenen Weltteilen angeben (Tafel II). Die grössten Regenmengen in Europa kommen an der Nordwestküste Englands (Cumberland) vor, wo am Stychead-Pass (490 m Höhe) 4310 mm, zu Seathwaite (129 m) 3430 mm pro Jahr beobachtet wurden. Auch die Westküste von Schottland zeigt hohe Werte,

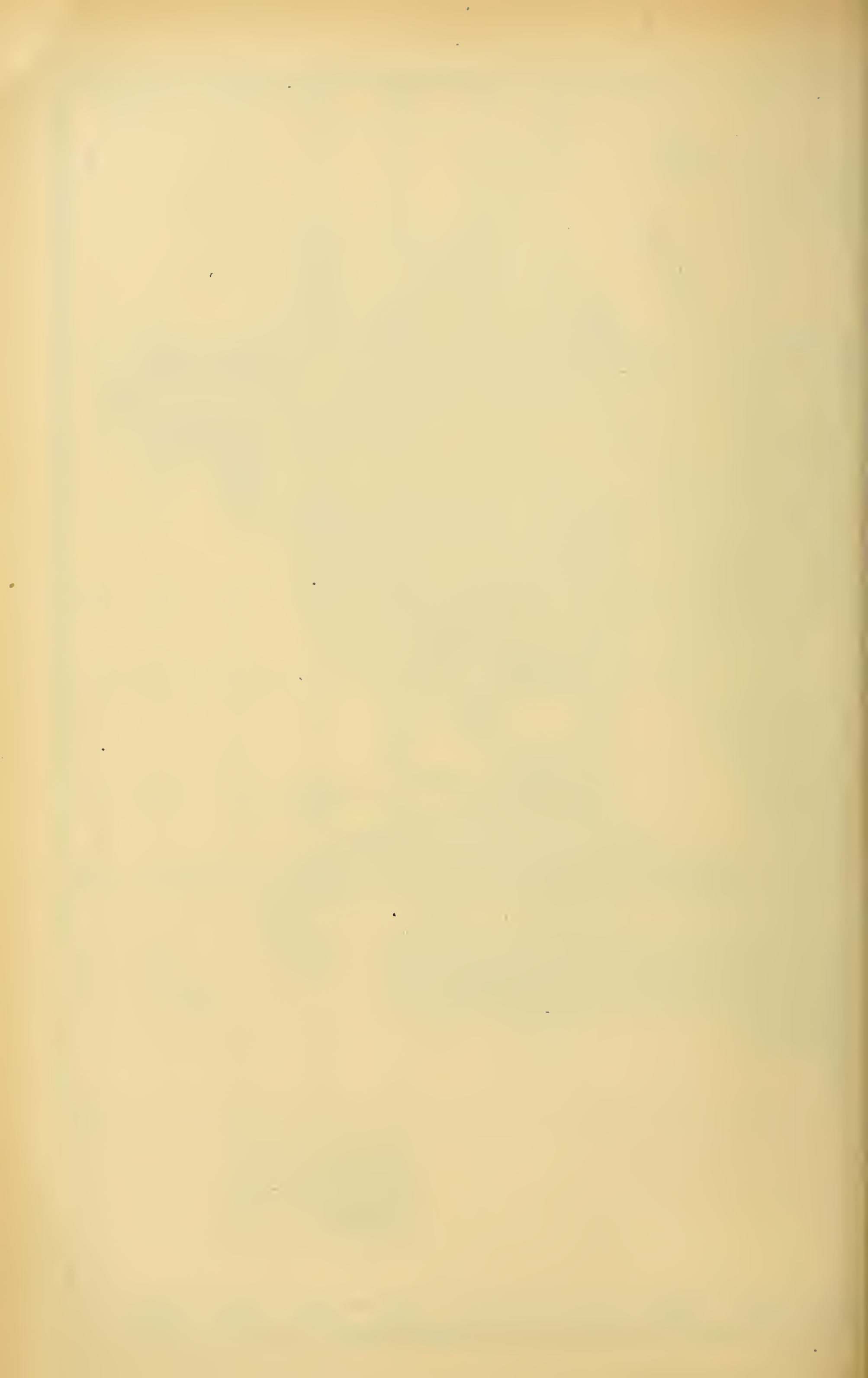






Verlag von S. Hirzel, Leipzig.

Lith. Anst. Julius Klinkhardt, Leipzig



wie Ben Nevis (1343 m) 3800 mm und Glencoe (160 m) 3240 mm. Diese Stellen, ebenso wie die norwegischen Küstenstationen (Florö, 1940 mm, Bergen 1850 mm) erhalten ihren Niederschlag vom Golfstrom. Noch grössere Regenmengen fallen in einigen Teilen Südeuropas, wie zu Crkvice (hinter Cattaro) 4360 mm; auf der Südseite des Krainer Schneebergs (Henneburg) fallen noch 3190 mm jährlich. In dem portugiesischen Gebirge (Serra da Estrella) hat man 2970 mm beobachtet. In Mitteleuropa wechselt die Niederschlagsmenge zwischen 500 und 1000 mm jährlich (Gebirgsgegenden ausgenommen).

Die grösste beobachtete Regenmenge kommt Cherrapundji in Assam mit 11790 mm zu (1250 m). In der nächstliegenden Niederung erreicht die Niederschlagsmenge nicht mehr als den vierten Teil dieses Betrages (64 Proz. der Regenmenge zu Cherrapundji fällt im Sommer, Juni—Aug., nur 1,2 Proz. im Nov.—Febr.). Grosse Regenmengen (5000—7000 mm) zeigen auch andere Stationen im indischen Monsunengebiete und an der Westküste Hinterindiens. Auch das ostindische Archipel weisst grosse Regenmengen auf (z. B. Batavia 4350 mm), ebenso Neu-Guinea.

Die zweitgrösste Regenmenge auf der Erde ist am Südwestfuss des Kamerun Piks mit 9460 mm beobachtet worden. Sierra Leone und Kamerun haben 4300 und 4160 mm.

Die Inseln im Stillen Ocean besitzen auch reichlichen Niederschlag, wie die Fidschiinseln (Quara Walu) 6280 mm, Samoa (Utu mapu) 3430 mm.

Andererseits giebt es Gegenden, wo Regen äusserst selten sind, obgleich sie wohl nirgendswo vollkommen ausbleiben. Diese Gegenden sind durch Wüstennatur charakterisiert. Daselbst beobachtet man nicht selten, dass Regen fällt, bisweilen unter Gewittererscheinungen, in der trockenen Luft aber verdunstet, bevor er den Boden erreicht. In dem Polargebiet giebt es manche Gegenden, wo die Niederschlagsmenge nur 100—200 mm pro Jahr erreicht. Trotzdem können sie nicht als trocken bezeichnet werden, da zufolge der niederen Temperatur die Verdunstung im selben Maassstab wie die Niederschlagsmenge herabgesetzt ist.

Der meiste Regen stammt vom Ocean. Ebensoviel Niederschlag muss von diesem zum Festland transportiert werden, wie Wasser durch die Flüsse zum Ocean zurückbefördert wird (vgl. S. 429).

John Murray hat versucht, den mittleren Regenfall für die ver-

schiedenen Breiten zu schätzen. Er kam zu folgenden Ziffern (in cm pro Jahr):

N. 80 70 60 50 40 30 20 10 Äq. 10 20 30 40 50 60 70 S.
38 40 59 **61** *59* 73 102 **212** 203 132 *71* 75 **113** 112 107

Die Ziffern gelten für das Festland. Im allgemeinen ist die südliche Halbkugel die niederschlagsreichere, besonders bei Breiten über 30°. Südlich von 30° s. Br. fehlen auch die grossen trockenen Kontinentalflächen.

Wie der Mittelwert des Luftdruckes und der Temperatur, so schwankt auch die jährliche Regenmenge von Jahr zu Jahr, und zwar in sehr hohem Grade. So z. B. schwankte die Regenmenge für die zwölf Jahre 1881—1892 in Luzern zwischen 1012 (1884) und 1453 mm (1882), um den Mittelwert 1191 mm. In Basel war die gleichzeitige Schwankung zwischen 563 (1884) und 979 mm (1882) um das Mittel 783 mm.

Wie aus diesen Ziffern ersichtlich, ist eine sehr grosse Anzahl von Beobachtungsjahren nötig, um einen einigermaassen richtigen Mittelwert zu erhalten. Das erwähnte Beispiel zeigt auch, dass die beiden Stationen Basel und Luzern, die um 76 km voneinander entfernt sind und einen Höhenunterschied von 180 m haben, dieselben Extremjahre des Niederschlages besitzen. Im Jahre 1882 lag die Niederschlagsmenge zu Luzern 22 Proz., diejenige zu Basel 25 Proz. über dem Mittel. Im Jahre 1884 war das Regendefizit für Luzern 15 Proz., für Basel 28 Proz. In der That durchlaufen grössere Landstrecken gleichzeitig Abweichungen im gleichen Sinne und von nahezu derselben Grössenordnung (in Prozent vom Mittel). Falls man also für einen Ort nur die Regenmenge während einer geringen Anzahl von Jahren kennt, kann man die mittlere jährliche Regenmenge dieses Ortes mit recht grosser Annäherung so berechnen, dass man annimmt, die prozentische Abweichung vom Mittelwert sei daselbst während der Beobachtungszeit dieselbe gewesen wie in der nächstliegenden meteorologischen Station, für welche durch eine längere Reihe von Beobachtungsjahren der Mittelwert genügend genau festgestellt ist. In derselben Weise kann man fehlende Jahrgänge der Regenmessungen durch Umrechnung aus den Daten einer nahegelegenen Station vervollständigen.

Häufig sind ältere und neuere Jahrgänge von derselben Station nicht miteinander vergleichbar. Dies kann von Veränderungen des Regenmessers oder seiner Aufstellung, schlecht graduierten Messgläsern u. s. w. herrühren. Auf diesen Umstand hat man Acht zu geben bei Berechnungen über Klimaänderungen und anderen ähnlichen Unter-

suchungen. Als Beispiel möge angeführt werden, dass die Regenmenge zu Padua in den 90 Jahren, 1725—1814, 909 mm, in den 81 Jahren, 1815—1895, dagegen 800 mm pro Jahr betrug. Man hat allen Anlass, anzunehmen, dass diese Veränderung nur scheinbar gewesen ist.

Tägliche und jährliche Periode der Regenmenge. Der tägliche Gang der Regenmenge ist sehr kompliziert. Dies beruht darauf, dass er an vielen Orten im Winter anders ist als im Sommer, ebenso wie die Bewölkung zu verschiedenen Jahreszeiten verschieden ist. Am einfachsten verhalten sich der Ocean und die Küstenstationen (vgl. unten Valentia), bei welchen keine heftigen aufsteigenden Luftbewegungen mit starken Kondensationen vorkommen. Das Maximum liegt dort kurz nach Mitternacht, das Minimum kurz nach Mittag. Denselben Gang haben im Winter viele Stationen, wie z. B. Paris. Im Sommer dagegen fällt das Maximum für die meisten kontinentalen Stationen sehr deutlich auf den Nachmittag, weil dann die Cumulus-Regen vorherrschen (vgl. Prag und Batavia Sommermonate). Für das ganze Jahr hat man häufig und speziell in Mitteleuropa zwei Maxima, wovon jedoch meistens das Nachmittagsmaximum überwiegt, und zwei Minima. Beispiele giebt folgende Tabelle.

Tägliche Periode des Niederschlages (in Tausendteilen der Tagessumme)

VM.	2	4	6	8	10	12	2	4	6	8	10	0 NM.
Wien	**90**	70	*58*	73	78	63	96	**155**	98	81	73	*64*
Prag Dez.-Febr. .	*67*	68	**87**	82	*67*	81	106	**120**	74	89	75	83
Juni-Aug. .	61	57	*54*	61	65	73	81	110	**133**	104	111	90
Batavia Dez.-Febr.	**112**	92	90	78	72	*69*	83	79	**87**	75	*66*	97
März-Sept.	70	35	32	*28*	38	44	104	164	**168**	143	88	86
Offener Ocean . .	**97**	88	87	86	84	82	77	*71*	75	84	85	84
Valentia	88	**93**	**93**	90	84	76	*74*	75	80	82	82	83
Tokio	90	**92**	91	81	84	78	*74*	86	**86**	83	78	*77*
Pawlowsk . . .	76	*71*	**86**	79	*70*	76	92	**109**	95	89	79	78
Berlin	*76*	**83**	74	69	*62*	68	85	105	104	**113**	83	78
Washington . . .	*63*	75	73	76	79	86	86	**105**	88	100	99	70
Calcutta	50	71	65	**71**	*58*	92	111	116	120	**128**	73	*45*

Eigentümlicherweise zeigen einige Stationen mit ausgesprochen kontinentaler Lage, wie Irkutsk und Tiflis, sowie auch Mailand einen Gang ähnlich dem der Küstenstationen mit einem einzigen stark ausgeprägten Maximum kurz nach Mitternacht. Das Minimum fällt kurz nach Mittag, für Mailand schon zwischen 6—8 Uhr morgens. Dieser Gang zeigt, dass auch in diesen Fällen wie auf dem Meer die nächtliche

Abkühlung unvergleichlich mehr zur Niederschlagsbildung beiträgt, als die aufsteigende Bewegung der Luft am Tage.

Die jährliche Periode des Niederschlags. In dem Äquatorialgebiet tritt zweimal jährlich, wenn die Sonne im Zenith steht, ein Maximum der aufsteigenden Luftbewegung und damit der Regenmenge ein. Im Grenzgebiet der Tropen und subtropischen Zonen zieht sich die Regenzeit auf eine einzige Jahreszeit, vier Sommermonate, zusammen, die ganze übrige Zeit ist trocken. In dem Subtropengürtel zeigt sich häufig ein Minimum des Regens im Sommer, wenn die herabsteigenden Luftströme der Rossbreiten sich bis dahin erstrecken. Diese Stellen haben deshalb Winterregen. Sie sind auf die Westseite der Kontinente beschränkt, auf der Ostseite herrschen die Sommerregen der Monsune (z. B. Bombay). Das Mittelmeergebiet gehört zum Typus der Winterregen (Beispiel Jerusalem). In mehr gemässigten Breiten, wie in Europa nördlich der Alpen, treten wiederum die Sommerregen auf; die Kondensation im Winter ist zu unbedeutend, um sich geltend zu machen. Die Küstenregionen machen hier eine Ausnahme. Wegen der Nähe des Meeres, das im Frühling kalt ist, im Herbst dagegen stark erwärmt, wird der Frühling trocken, der Herbst und Anfang des Winters regenreich. Dies trifft für Nordwesteuropa und, obgleich weniger ausgeprägt, für die nordamerikanische Atlantenküste zu. Folgende Beispiele mögen angeführt werden. Die Ziffern geben Tausendstel der jährlichen Niederschlagsmenge an.

	Breite	Jan.	Febr.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
Südafrika . .	6° S.	86	*80*	123	**195**	91	10	*7*	17	37	61	**188**	105
Mexiko . . .	19,4° N.	7	9	26	26	85	174	180	**207**	179	79	20	8
Jerusalem . .	31,7° N.	203	**230**	176	63	7	0	*0*	0	4	23	84	210
Mittel-Europa	50° N.	57	*56*	68	71	92	115	**121**	117	82	75	74	72
Moskau . .	55° N.	51	*40*	55	69	91	100	131	**146**	98	67	77	75
Nordasien . .	55° N.	20	*17*	18	35	75	133	**235**	215	122	58	40	32
Brest . . .	48,5° N.	102	91	69	66	*59*	62	64	66	95	110	**116**	100
N.W.-Europa	60° N.	100	80	72	*56*	58	64	70	80	102	**110**	102	106
Bombay . .	19° N.	2	1	*0*	0	5	263	**342**	201	146	33	6	1
N.-Amer. E.Küste	40° N.	84	77	85	*70*	80	81	**96**	87	84	91	86	79
Mailand . .	45,4° N.	54	*50*	83	**100**	95	88	*57*	77	97	**115**	112	72

Mailand zeigt eine Übergangsform zwischen dem Mittelmeer-Typus und dem Typus des europäischen Kontinents.

Die Winterniederschläge nehmen im Gebirge mit der Höhe zu, so dass in höheren Lagen im Winter mehr Regen fällt wie im Sommer. Dies gilt auch in Mittel-Europa (z. B. Klausthal im Harz, 590 m Höhe 52 Proz. Niederschlag im Winter).

IX. Die Winde.

Richtung und Stärke der Winde. Die Windrichtung wird nach der Weltgegend bezeichnet, von der der Wind zum Beobachter strömt.

Die Windrichtung wird von der Windfahne angegeben, welche, um gute Resultate zu geben, sich um ihren Schwerpunkt drehen muss. Ihre Achse, die genau vertikal stehen muss, ist häufig in ein darunterliegendes Zimmer verlängert, wo ein Zeiger auf einer Scheibe die Windrichtung zeigt. Offenbar kann diese Achse leicht mit einer Vorrichtung zur Registrierung der Windrichtung verbunden werden. Die Windfahne muss auf einem frei gelegenen Platze aufgestellt sein.

Auf der See wird die Windrichtung, welche durch die Eigenbewegung des Schiffes nicht direkt auf der Windfahne abgelesen werden kann, durch Korrektion für diese Bewegung berichtigt. Die Korrektion wird ganz einfach so ausgeführt, dass zu der scheinbaren Windgeschwindigkeit, deren Richtung angegeben ist, die Geschwindigkeit der Bewegung des Schiffes nach dem Gesetz des Kraftparallelogrammes hinzugefügt wird. Ist also die auf der Windfahne abgelesene scheinbare Windgeschwindigkeit durch die Länge von OW (Fig. 198) und ihre Richtung diejenige von O nach W, und stellt in ebenderselben Weise OS die Geschwindigkeit und Bewegungsrichtung des Schiffes dar, so giebt die Resultante OR dieser beiden Komponenten OW und OS die wirkliche Windgeschwindigkeit und Windrichtung an.

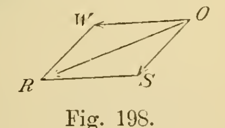


Fig. 198.

Die Windgeschwindigkeit kann teils direkt mit dem Robinsonschen Schalen-Anemometer, teils indirekt durch ihre Druckwirkung gemessen werden.

Das Robinsonsche Anemometer besteht aus einem horizontalen, an einer vertikalen Achse AB befestigten Kreuz, an dessen vier Armen hohle Halbkugeln angebracht sind, wie Fig. 199 andeutet. Der Wind

drückt immer stärker auf die konkave als auf die konvexe Fläche der Schale. Die Schalen drehen sich deshalb immer in derselben Richtung mit der konvexen Seite voran. Die Geschwindigkeit der Schalen ist geringer als die Windgeschwindigkeit und zwar etwa 2,5 bis 3 mal, je nach den Umständen. Dieser Korrektionsfaktor des Anemometers wird in bestimmten Central-Anstalten (z. B. in der Seewarte zu Hamburg) in der Weise bestimmt, dass das Anemometer an einem langen

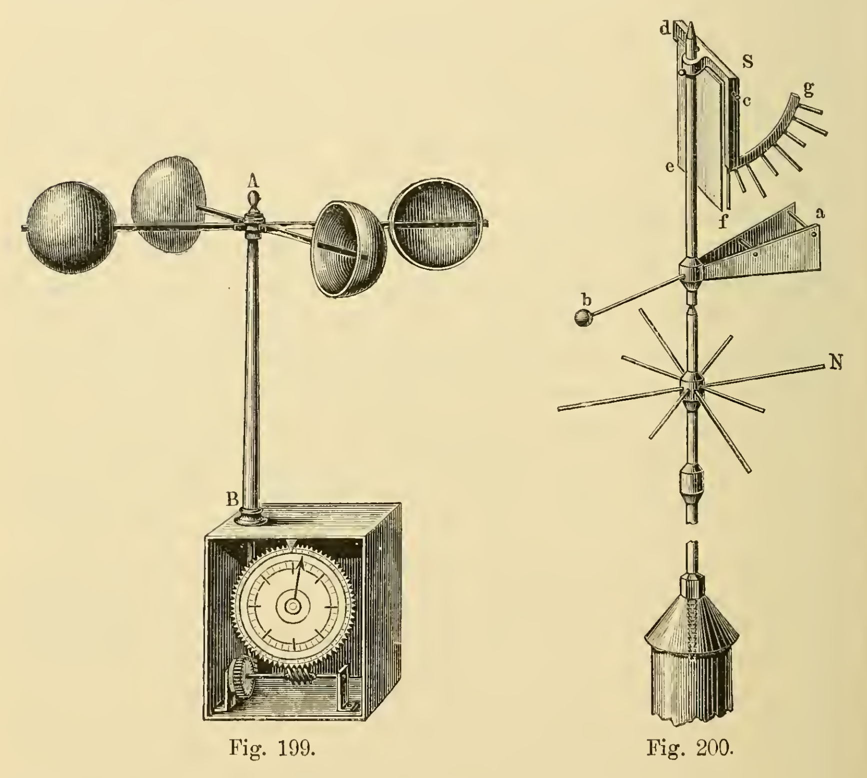


Fig. 199. Fig. 200.

Arm befestigt wird, der dann mit verschiedenen bestimmten Geschwindigkeiten gedreht wird. Der Korrektionsfaktor ist im allgemeinen etwas mit der Windgeschwindigkeit veränderlich. Unter einer bestimmten Windgeschwindigkeit dreht sich das Anemometer überhaupt nicht. Die Anemometer haben häufig den Fehler, dass sie zu schwer und daher zu träg sind. Man konstruiert sie deshalb jetzt häufig in kleineren Dimensionen. Es gelang Langley mit Hilfe solcher äusserst leichter Anemometer zu beweisen, dass der Wind in der Nähe der Erdoberfläche gewöhnlich nicht stetig ist, sondern aus einer Unmasse

von kleinen Windstössen (die vielleicht von Wirbelbewegungen herrühren) zusammengesetzt ist.

Die Achse des Anemometers ist mit einem Zählerwerk verbunden, welches die vom Winde in einer bestimmten Zeit durchlaufene Strecke angiebt.

Eine andere Methode die Windstärke zu messen besteht darin, dass man eine leichte, um eine horizontale Achse drehbare Platte $c\ d\ e\ f$ (Fig. 200) dem Anlaufe des Windes aussetzt. Damit die Drehungsachse der Platte immer auf der Windrichtung senkrecht steht, ist sie an einer Windfahnenstange senkrecht zur Fahnenrichtung ab befestigt. Diese Platte kann entweder durch Drehung um die Achse cd gehoben werden, wobei der Winddruck aus dem Ausschlagswinkel auf einer Skala bei g gemessen wird, oder die Platte drückt gegen eine Feder, wobei der Druck direkt aus der Deformation der Feder abgelesen wird. Diese Platten sind ziemlich unpraktisch, indem die für schwache Winde eingerichteten durch ihre Empfindlichkeit zur Messung starker Winde nicht taugen. Man muss deshalb mit zwei oder mehreren solchen Platten-Anemometern ausgerüstet sein.

Das Verhältnis zwischen Windgeschwindigkeit und Winddruck ist von Langley u. a. experimentell untersucht worden. Er prüfte ein Platten-Anemometer in ungefähr derselben Weise wie oben die Prüfung der Robinsonschen Anemometer angegeben ist. Er fand, dass für eine vertikale Platte, gegen welche der Wind senkrecht stiess, der Luftdruck P in g pro cm² bei 736 mm Druck und $+10^0$ C. der Formel gehorcht:

$$P = 0{,}00870\ V^2.$$

wo V die Windgeschwindigkeit in m pro Sek. bedeutet. Bei einer Windgeschwindigkeit von beispielsweise 10 m pro Sek. war der Druck 0,88 (ber. 0,87) g pro cm². V wurde zwischen 5 und 30 m pro Sek. variiert.

War die Windrichtung nicht senkrecht zur Platte, sondern bildete sie damit einen Winkel α, so zeigte sich eine Formel von Duchemin:

$$P_\alpha : P_{90} = \frac{2 \sin \alpha}{1 + \sin^2 \alpha}$$

als sehr nahe richtig. P_α bedeutet den Druck senkrecht gegen die Platte von einem Winde, dessen Richtung den Winkel α mit der Platte bildet (vgl. die folgende Tabelle).

Als Beispiel mögen folgende Beobachtungen angeführt werden:

α	5	10	15	20	25	30	35	40	45
$P_\alpha : P_{90}$	0,15	0,30	0,46	0,60	0,71	0,78	0,84	0,89	0,93
„ ber.	0,17	0,34	0,49	0,61	0,72	0,80	0,86	0,91	0,94

Ein anderes Prinzip ist in neueren Zeiten zur Konstruktion von Anemometern verwendet worden. Wenn der Wind gegen die Öffnung einer horizontalen Glasröhre bläst, die mit einem Flüssigkeitsmanometer verbunden ist, so wird die Manometerflüssigkeit hinaufgepresst. Die Steighöhe ist dem Quadrate der Windgeschwindigkeit proportional. Mit solchen Vorrichtungen kann man die Windgeschwindigkeit in zwei aufeinander senkrechte Komponente zerlegen.

Anstatt des Druckes des Windes kann man zur Verschiebung der Manometerflüssigkeit seine saugende Wirkung, wenn er an einer Öffnung vorbeistreicht, ausnutzen. Auch in diesem Falle ist die Verschiebung dem Quadrate der Windgeschwindigkeit proportional.

Auch ohne Anemometer kann man die Windgeschwindigkeit nach ihren mechanischen Wirkungen schätzen. Auf dem Festland verwendet man gewöhnlich eine sechsteilige Skala von 0 oder Windstille bis 6 oder Orkan gehend. Auf dem Meer, wo der Wind im allgemeinen kräftiger ist und mehr gleichmässig als auf dem Festland weht, benutzt man eine zwölfteilige von Admiral Beaufort eingeführte Skala.

Nach einiger Übung begeht man bei der Schätzung der Windstärke nicht grössere Fehler als eine Einheit der Beaufortschen Skala.

Um eine Vorstellung von der Beaufortschen Skala zu erhalten, führen wir nach van Bebber folgende Tabelle an über die Bezeichnungen der Windgeschwindigkeiten nach dieser konventionellen Skala und den Angaben der Anemometer. Die Schätzungen weichen recht stark von einander ab. Die Zahlen von Scott sind die höchsten. Sie sollen für die Verhältnisse auf dem Meer gelten, wo wegen der geringen Reibung die Windstärke im Mittel bedeutend grösser ist als auf dem Lande. Auch sollen Scott und Chatterton die mit dem Anemometer gemessene Windstärke etwas überschätzt haben. Die Windgeschwindigkeit ist in Metern pro Sek. angegeben.

Die ersten Zahlen von Köppen sind aus demselben Zahlenmaterial wie diejenigen von Scott abgeleitet, nur ist der Reduktionsfaktor des Anemometers etwas niedriger geschätzt. Die späteren Zahlen von Köppen sind Beobachtungen an den deutschen Küstenstationen, Borkum, Keitum, Swinemünde und Neufahrwasser entnommen. Unter Mittel stehen Mittel-

werte der Sprungschen und der beiden Köppenschen Berechnungen. Die nach Angot angegebenen Zahlen stellen das Resultat eines weit getriebenen Versuches zur Ausgleichung der empirischen Daten dar.

Beauforts Skala	Scott	Sprung	Köppen I	Köppen II	Chatterton	Angot	Mittel
0 Windstille	1,3	1,9	2,1	—	—	0—1	2,0
1 Leiser Zug	3,5	2,7	2,9	2,1	—	1—2	2,6
2 Leichter Wind	5,8	4,0	4,2	3,8	—	2—4	4,0
3 Schwacher Wind	8	5,4	5,3	5,4	5,2	4—6	5,4
4 Mässiger Wind	10,3	6,8	6,9	7,2	7,6	6—8	7,0
5 Frischer Wind	12,5	8,2	8,7	9,0	10,8	8—10	8,6
6 Starker Wind	15,2	9,8	10,7	11,6	12,5	10—12	10,7
7 Harter steifer Wind	18,6	10,7	12,7	13,3	15,8	12—14	12,2
8 Stürmischer Wind	21,5	12,4	14,5	15,8	18,6	14—16	14,2
9 Sturm	25,0	14,9	15,7	—	—	16—20	15,3
10 Starker Sturm	29,1	—	—	—	—	20—25	—
11 Heftiger harter Sturm	33,5	—	—	—	—	25—30	—
12 Orkan	40,2	—	—	—	—	über 30	—

Wenn man die Geschwindigkeit und Richtung des Windes in jedem Zeitabschnitt einer längeren Periode, z. B. Tag, Monat oder Jahr, kennt, ist es nicht schwer, die mittleren Zahlen für diese Periode zu berechnen. Das einfachste ist: man berechnet die nördliche und östliche Komponente jeder Windgeschwindigkeit, und nimmt das Mittel dieser Komponenten für die bestimmte Zeit, wobei südliche oder westliche Komponenten als negativ zu rechnen sind. Aus den beiden Mittelzahlen bildet man dann die Resultate. Es giebt auch Instrumente — z. B. der Wind-Integrator von v. Oettingen —, welche mechanisch diese Arbeit ausführen.

In derselben Weise verfährt man, wenn man beispielsweise die mittlere Richtung und Geschwindigkeit des Windes zu einer bestimmten Tagesstunde während eines Monats oder Jahres bestimmen will.

Eine andere, graphische Methode, die eigentlich auf dasselbe hinauskommt, ist folgende: man trägt von einem Ausgangspunkt (Origo) alle beobachteten Windgeschwindigkeiten in ihren Richtungen ab und nimmt die Resultante derselben nach dem Prinzip des Kräfteparallelogrammes (oder Kräftepolygons).

Die tägliche Veränderlichkeit des Windes. An den meisten Stellen ist es schwer, die tägliche Veränderlichkeit des Windes, unabhängig von lokalen Einflüssen, wie Land- und Meereswinden, Berg- und

Thalwinden, sowie von durch topographischen Umständen hervorgerufenen Störungen, zu beobachten. Wenn man eine feste Station im Meere weit vom Ufer besässe, so würde dieselbe eine günstige Gelegenheit zur Beobachtung dieser Veränderlichkeit darbieten.

Unter den vorhandenen Beobachtungsstationen ist in dieser Beziehung diejenige auf dem Eiffelturm am günstigsten gelegen. Sie liegt so hoch über den Häusermassen (gegen 300 m), dass dieselben und andere Unebenheiten des Bodens nicht störend einwirken. Die nebenstehende Figur 201 stellt die tägliche Veränderung des Windes daselbst dar.

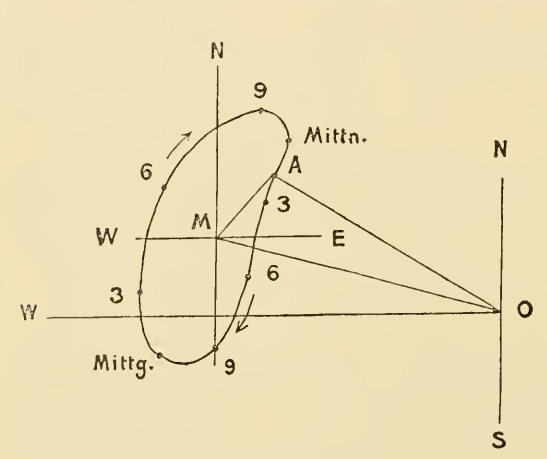


Fig. 201.

Die Windgeschwindigkeit ist durch eine Gerade vom Punkte O zu einem der betreffenden Stunde entsprechenden Punkte A dargestellt. Die Stunden sind durch nebengeschriebene Bezeichnungen gekennzeichnet. Die Linie OA stellt demnach die Windgeschwindigkeit um 1 Uhr 45 Minuten am Morgen dar. Die Windrichtung ist rein westlich um 7 Uhr 30 Minuten morgens und um 14 Uhr d. h. 2 Uhr nachmittags.

Die Windgeschwindigkeit kann als die Summe von zwei Komponenten dargestellt werden, einer OM, welche gleich der mittleren täglichen Geschwindigkeit ist und einer anderen MA, deren Endpunkt A im Laufe eines Tages eine geschlossene Kurve beschreibt. Das charakteristische ist, dass, auf der nördlichen Halbkugel, der Leitstrahl MA sich in derselben Richtung wie ein Uhrzeiger bewegt, d h. sich mit der Sonne dreht.

Eine ähnliche Regelmässigkeit hat Hann für Madrid, Nukuss und Wien nachgewiesen. Dieselbe besteht auch für Gebirgsstationen, wie die Gipfel von Obir, Säntis, Pic du midi, Puy de Dome u. s. w. Als Beispiel möge nach Pernter folgende Tabelle der täglichen Periode der Windhäufigkeit (der Mittelwert ist gleich 100 gesetzt) auf dem Säntisgipfel dienen.

	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW
$5-7^h\,a$	**44**	80	60	38	67	*202*	248	**61**
7—9	43	**82**	64	50	*60*	221	219	50
9—11	15	64	**82**	62	98	264	168	46
$11-1^h\,p$	*13*	44	63	**64**	**136**	312	*140*	28
1—3	16	*44*	56	42	126	**332**	156	*27*
3—5	28	56	*44*	42	86	282	221	40
5—7	34	65	50	*34*	82	230	**248**	59

Zu Blue Hill, in Frankreich (Departement Drôme) und zu Cordoba in Argentinien folgen die oberen Winde ebenfalls der Sonne. Im letzten Falle ist demnach die Drehungsrichtung umgekehrt wie diejenige des Uhrenzeigers, da Cordoba auf der südlichen Halbkugel gelegen ist.

Der Wolkenzug folgt einem ähnlichen Gang. Richter fand für die Grafschaft Glatz in Schlesien, dass im Sommer die unteren Wolken ihren Zug im Laufe des Tages von N über E und S nach W drehen. Dasselbe gilt für die Wolken von 1,5 bis 8,5 km Höhe zu Blue Hill nach folgender Tabelle.

Maximum der Häufigkeit des Wolkenzuges bei verschiedenen Richtungen

Richtung aus	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW
Zeit des Maximums	$11^h\,p$	$2^h\,a$	$5^h\,a$	$8^h\,a$	$11^h\,a$	$2^h\,p$	$5^h\,p$	$8^h\,p$

Die Windgeschwindigkeit hat in der Nähe der Erdoberfläche ein Maximum etwa um $1^h\,p$. In höheren Luftschichten ist der Gang nahezu umgekehrt mit einem Maximum kurz vor Mitternacht und einem Minimum im Laufe des Tages, wie nebenstehendes Diagramm (Fig. 202) zeigt, in welchem die voll ausgezogenen Linien die Tagesvariation der Windgeschwindigkeit beim Bureau méteorologique in Paris (21 m über der Erdoberfläche), die punktierten Linien dagegen die entsprechende Grösse auf dem Eiffelturm (305 m über der Erdoberfläche) darstellen.

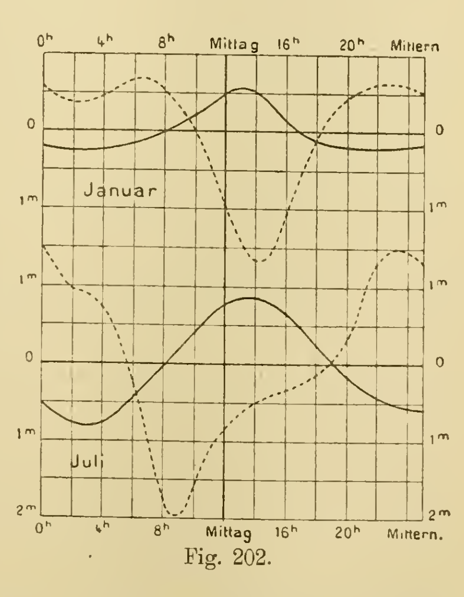


Fig. 202.

In der Nähe der Erdoberfläche ist die Tagesvariation im Sommer

etwa doppelt so gross wie im Winter. In höheren Luftschichten ist die Amplitude am grössten bei den Äquinoctien, am geringsten im Winter.

Diese Unterschiede lassen sich durch die grosse Ruhe der Luft nahe der Erdoberfläche in den Nachtstunden erklären, welche durch den relativ stabilen Zustand der Temperaturumkehr in dieser Zeit hervorgerufen wird. Besonders stark tritt dies im Winter hervor. Die Ursache der Luftbewegungen an der Erdoberfläche ist in der Sonnenwirkung zu suchen, wodurch die niederen Luftschichten mit den höheren, die durch eine grosse Windgeschwindigkeit gekennzeichnet sind, vermischt werden. Demzufolge hat der Wind höherer Luftschichten (um 300 m) am Tag ein Minimum, derjenige niederer Luftschichten kurz nach dem Mittag ein Maximum der Geschwindigkeit.

Dass das Minimum in höheren Schichten im Sommer schon um $10^h\,a$ und nicht wie im Winter erst kurz nach Mittag ($2^h\,p$) eintrifft, beruht darauf, dass die starke Sonnenwirkung im Sommer selbst eine Zunahme der Windgeschwindigkeit an der Erdoberfläche kurz nach Mittag hervorruft.

Der tägliche Gang beim Bureau méteorologique entspricht demjenigen auf anderen Stationen, ausser den auf Berggipfeln gelegenen. Diese zeigen Verhältnisse von derselben Art wie die Beobachtungen vom Eiffelturm.

Die Windgesshwindigkeit ändert sich im Laufe des Jahres so, dass sie in unseren Gegenden ein Maximum im Winter, ein Minimum im Sommer besitzt. Im Winter sind nämlich im allgemeinen die Temperaturunterschiede nahe gelegener Orte grösser wie im Sommer. Diese Veränderlichkeit geht aus folgender Tabelle hervor, welche die mittlere Windgeschwindigkeit in Metern pro Sek. angiebt. B. M. bedeutet Bureau méteorologique, E. T. Eiffelturm.

	Jan.	Febr.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
B. M.	2,38	**2,47**	2,48	2,16	2,09	2,06	2,08	2,01	*1,66*	1,90	2,15	2,32	2,15
E. T.	**10,48**	9,72	9,35	8,09	7,92	*7,33*	7,90	8,09	7,47	9,39	9,41	9,34	8,71
Verhältnis	**4,4**	3,94	3,77	3,75	3,79	*3,56*	3,80	4,02	4,50	**4,94**	4,38	*4,03*	4,05
„ Nachts	**2,74**	2,43	2,03	1,98	1,89	1,81	*1,76*	1,83	2,12	2,28	2,60	2,48	2,16

Bei den in der Nähe des Erdbodens aufgenommenen Beobachtungen des Bureau méteorologique hat die Sonnenwirkung zur Mittagszeit einen störenden Einfluss, wodurch das Minimum auf September verschoben wird. Nimmt man nur die Nachtstunden (0—$4^h\,a$) zum Vergleich, so sinkt die mittlere Windgeschwindigkeit im Sommer auf 1,5 m pro Sek. gegen 2,2 m im Winter.

Die starke Zunahme der Windgeschwindigkeit mit der Höhe, welche aus den Eiffelturmbeobachtungen hervorgeht, ist nicht auf die niederen Luftschichten beschränkt, sondern erstreckt sich bis zu den Regionen der Cirruswolken. Nach den Geschwindigkeiten der Wolken zu urteilen, steigt die mittlere Geschwindigkeit des Windes (gleich derjenigen des Wolkenzuges angenommen) in 8—10 km Höhe auf nicht weniger als 30 m pro Sek.

Der Grund für diese in der Nähe der Erdoberfläche besonders schnelle Abnahme der Windstärke ist die starke Reibung zwischen der Luft und den Unebenheiten der Erdoberfläche. Deshalb ist auch der Wind auf dem Meer bedeutend kräftiger als auf dem Festland.

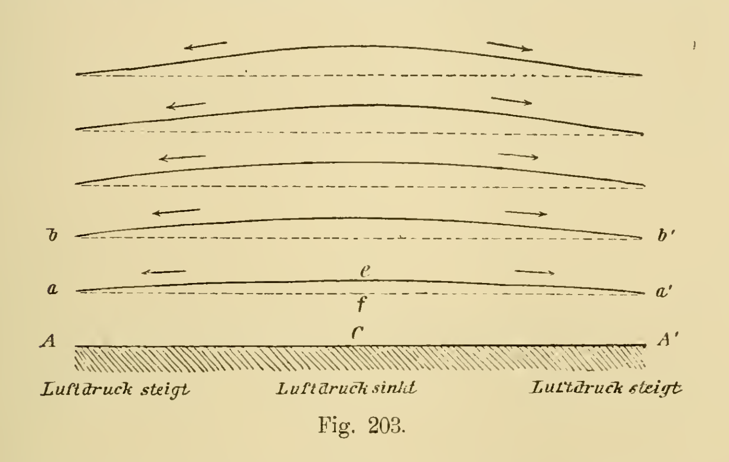


Fig. 203.

Damit hängt auch, wie wir weiter unten sehen werden, zusammen, dass die Windrichtung in höheren Luftschichten gegen die an der Erdoberfläche nach rechts gedreht ist. So z. B. liegt die Windrichtung am Eiffelturm im Mittel 25° rechts von der an der Erdoberfläche gleichzeitig vorhandenen. Wenn also diese im Mittel westlich ist, so weht der Wind am Eiffelturm im Mittel von WNW.

Die Ursache der Winde. Die Bewegungen der Luftmassen rühren von Druckkräften her, d. h. der Druck in derselben Horizontalschicht ist nicht überall gleich. Diese Druckdifferenzen hängen wiederum ursprünglich mit ungleichmässiger Erwärmung zusammen. Durch eine Erhöhung der Temperatur dehnen sich die Luftmassen aus und zwar um 0,367 Proz. des Volumens bei 0° für jeden Grad C. Nehmen wir z. B. an, eine Luftschicht werde bei C vom Boden erwärmt (Fig. 203). Die durch die gestrichelten Linien angedeuteten horizontalen

Luftschichten nehmen über C eine grössere Dicke an, so dass die Linien gleichen Druckes, welche vorhin durch die gestrichelten Linien dargestellt wurden, jetzt mehr wie die voll ausgezogenen Linien verlaufen. Es sei ef die maximale Erhebung der Isobarenfläche aa^1 über C, so ist in f der Druck pro cm^2 etwas höher als in a oder a^1, und zwar um so viel wie das Gewicht einer Luftsäule von 1 cm^2 Querschnitt und der Höhe ef beträgt. Diese Kraft, welche durch die Druckdifferenz pro cm^2 in f und a^1 gemessen wird, wirkt nun auf eine Luftsäule verschiebend, die einen Querschnitt von 1 cm^2 und eine Länge gleich fa^1 besitzt. Wenn das Gewicht der Luftsäule von der Höhe ef die Masse derselben Luftsäule treiben würde, so würde die Beschleunigung dieselbe wie bei freiem Fall, d. h. g, sein. Bei freiem Fall wird nämlich eine Körpermasse von ihrem eigenen Gewicht getrieben. In dem vorliegenden Fall ist aber die getriebene Masse eine Luftsäule von dem Durchschnitt 1 cm^2 und der Länge fa^1 anstatt ef. Die Beschleunigung (a) wird demnach $ef : fa^1$ mal geringer als im vorigen Fall, d. h.

$$a = g \cdot \frac{ef}{fa^1} = g \frac{h}{l}.$$

Falls zwischen e und a eine schiefe Ebene gelegen wäre, längs der ein schwerer Körper hinunterfallen könnte, so würde seine Beschleunigung gleich $g \cdot ef : ea^1$ sein. Da nun ea^1 nicht merklich von fa^1 verschieden ist, weil die Neigung von ea^1 gegen fa^1 äusserst gering ist, so kann man sagen, dass die Beschleunigung der Luftmassen ebenso gross ist wie diejenige eines längs der Isobarenfläche fallenden schweren Körpers. Dabei wird das betrachtete Stück der Isobarenfläche so gering genommen, dass es ohne Fehler als eine Ebene angesehen werden kann.

Um nun diese Kräfte zu messen, verwendet man nach Stevenson den sogenannten Luftdruckgradienten oder kurzweg Gradienten, welcher angiebt, um wie viel der Luftdruck in horizontaler Richtung längs einer gegebenen Strecke sich ändert. Als Einheit nimmt man dabei denjenigen Gradienten, bei welchem der Luftdruck sich um 1 mm Quecksilber in einer Entfernung von 111,11 km (einem Breitengrad) ändert. Die Erfahrung lehrt, dass mässige Winde einem Gradienten unter 1 entsprechen; bei Gradienten von 4 bis 5 wehen heftige Stürme.

Ein mm Quecksilber übt einen ebenso grossen Druck aus wie eine Luftsäule von 1052 cm Höhe bei 0° oder von 1129 cm Höhe bei 20° C. (dabei wird ein mittlerer Druck von 760 mm Quecksilber angenommen, vgl. S. 593). Bei 15° C. ist die betr. Höhe 1111 cm, es ist also die

Neigung der schiefen Ebene, welche derselben Beschleunigung entspricht wie der Einheits-Gradient 1111 : 11111 . 1000 = 1 : 10000.

Mit Hilfe der oben abgeleiteten Ähnlichkeit der Wirkung des Gradienten mit einer schiefen Ebene ist es leicht die Windgeschwindigkeit zu berechnen, welche nach einer bestimmten Wirkungszeit, oder nachdem die Luftmasse sich eine bestimmte Strecke verschoben hat, in der Luftmasse herrscht. Für die schiefe Ebene gilt nämlich die Formel:

$$v = \sqrt{2\,g\,.\,h},$$

worin v die Endgeschwindigkeit des Fallkörpers und h die vertikale Fallhöhe, sowie g die Beschleunigung der Schwere bedeuten. Da nun eine Druckdifferenz von 1 mm bei 760 mm Druck einer Fallhöhe von 10,52 m bei 0^0 und 10,52 $(1 + \alpha t)$ bei t^0 C. entspricht und bei einem Druck b die entsprechende Zahl 760 : b mal grösser ist, so wird die Endgeschwindigkeit in Metern pro Sek. bei der Druckdifferenz δ am Anfang und Ende:

$$v = \sqrt{2\,g\,.\,10{,}52\,(1 + \alpha t)\,\frac{760}{b}\,\delta} = 14{,}36\,\sqrt{\delta\,(1 + \alpha t)\frac{760}{b}}\cdot\frac{\text{m}}{\text{Sek.}}$$

Dabei wird vorausgesetzt, dass keine Reibungswiderstände wirken.

Um die Zeit zu berechnen, welche die Luftmasse zur Verschiebung zwischen zwei Punkten braucht, braucht man nur die Entfernung der beiden Punkte durch die mittlere Geschwindigkeit des Luftstroms an den beiden Endpunkten zu dividieren.

Der Gradient an der Erdoberfläche erreicht bei Stürmen in Europa nur äusserst selten den Wert 20; bei dem Orkan zu Edinburgh am 24. Jan. 1886 war er 23,8. In Wirbelstürmen der Tropen können noch grössere Gradienten vorkommen. Bei starken Stürmen in der gemässigten Zone beträgt der Gradient gewöhnlich nur 5—10 mm pro Breitegrad.

Die Trägheitskurve. Wie wir in dem vorhergehenden Abschnitt gesehen haben, wird auf der nördlichen Halbkugel ein Körper, welcher sich parallel der Erdoberfläche ohne Reibung bewegt, durch die Achsendrehung der Erde aus seiner Bewegungsrichtung relativ zur Erdoberfläche nach rechts abgelenkt. Auf der südlichen Halbkugel wirkt die Ablenkung nach links von der ursprünglichen Bewegungsrichtung. Wenn φ die geographische Breite ist, auf welcher der mit der Geschwindigkeit v be-

wegte Körper sich befindet, so ist die Grösse der Ablenkung δA (vgl. S. 267), nach t Sekunden:

$$\delta A = 7.29 \,.\, 10^{-5}\, v\, t^2 \sin \varphi,$$

einer scheinbaren Beschleunigung p entsprechend, wo:

$$p = 2 \,.\, 7.29 \,.\, 10^{-5}\, v \sin \varphi.$$

Andererseits gilt für Centralkräfte, falls der Krümmungshalbmesser der Bahn gleich R gesetzt wird:

$$p = \frac{v^2}{R}.$$

Folglich ist:

$$v^2/R = 2 \,.\, 7{,}29 \,.\, 10^{-5}\, v \sin \varphi$$

oder:

$$R = \frac{6860\, v}{\sin \varphi}.$$

Der Krümmungsradius der Bahn des bewegten Körpers auf der Erdoberfläche ist demnach proportional der Geschwindigkeit. Wenn diese nicht all zu gross ist, so entfernt sich der Körper nicht in nennenswertem Grade von dem Breitengrad φ, so dass φ als konstant angesehen werden kann. Der bewegte Körper beschreibt dann einen Kreis, dessen Krümmungsradius der Geschwindigkeit direkt und dem sin φ umgekehrt proportional ist. Falls φ nicht mehr als konstant angesehen werden kann, wird der Kreis auf der nördlichen Halbkugel in eine Kurve von der in Fig. 204 angegebenen Form umgewandelt. Diese Kurve wird die Trägheitskurve genannt.

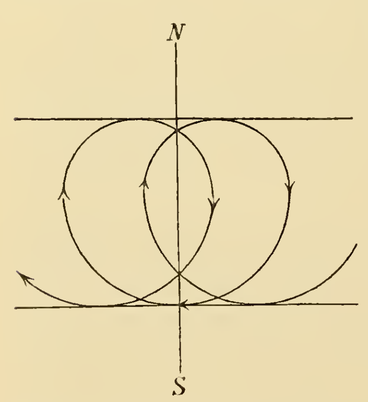


Fig. 204. Die Trägheitskurve der nördlichen Halbkugel; für die südliche Halbkugel ist N gegen S zu vertauschen.

Es wurde bei der obigen Ableitung angenommen, dass der bewegte Körper keine Reibung erfährt. Auch wenn derselbe aus einer Luftmasse besteht, so ist diese Annahme nicht richtig. Die bewegte Luftmasse erfährt eine merkliche Reibung sowohl von der Erdoberfläche, wie von an-

grenzenden Luftmassen, die eine andere Bewegung besitzen. Die verlorene Energie wird dabei hauptsächlich für die Bildung von Wirbeln verbraucht. Die hemmende Kraft ist bei solchen Bewegungen nach der Erfahrung (vgl. unten) der Geschwindigkeit proportional. Bei sehr grossen Geschwindigkeiten, die wohl nicht in Frage kommen, würde wahrscheinlich die hemmende Kraft nach einer höheren Potenz der Geschwindigkeit zunehmen. Auf alle Fälle nimmt die Geschwindigkeit v zufolge der Reibung ab und damit auch der Krümmungsradius der Trägheitsbahn. Mit anderen Worten, die Luftmasse beschreibt eine Spirale, deren Windungen immer enger werden. Für den Fall, dass der Widerstand der ersten Potenz der Bewegung proportional ist, wird diese Kurve eine sogenannte logarithmische Spirale, deren Bogen immer einen gleichen Winkel mit dem Radiusvektor aus dem Mittelpunkt einschliesst. In anderen Fällen werden die Spiralen andere Formen haben.

Damit also die Luftsäule von der Masse m sich auf einer kreisförmigen Trägheitskurve mit der Geschwindigkeit v bewegt, muss sie von einer in der Bewegungsrichtung wirkenden beschleunigenden Kraft F gezogen werden, welche dem Widerstande der Reibung Gleichgewicht hält, für welche demnach gilt:

$$F = k\,mv.$$

Wie wir oben gesehen haben, ist die mittlere Windgeschwindigkeit auf dem Eiffelturm 8,7 m pro Sek., eine Geschwindigkeit, welche jedenfalls nicht diejenigen in höheren Luftschichten im Mittel übersteigen dürfte. Wenn wir mit einem Wert von 10 m pro Sek. rechnen, so nimmt der Krümmungsradius R folgende Werte an:

Breitegrad . . .	20	30	40	50	60	70	90	Grad
Krümmungsradius	200	137	107	90	79	73	69	km.

Am Äquator ist der Krümmungsradius unendlich. Für andere Windgeschwindigkeiten als 10 m pro Sek. kann man leicht durch Proportionierung den Krümmungsradius finden, so z. B. müsste er auf 50° Br. und bei der Geschwindigkeit 5 m pro Sek. 45 km erreichen. In gewöhnlichen Fällen ist der Krümmungsradius von der Grössenordnung eines Breitegrades (111,1 km).

Das Buys-Ballotsche Gesetz. Angenommen jetzt, wir hätten eine Luftströmung, die eine weniger gekrümmte Bahn ADB als die

Trägheitskurve CDE beschriebe (Fig. 205), so müsste zur Erreichung einer solchen Krümmung eine Kraft DH in der Richtung des Krümmungsradius nach aussen wirksam sein. Wenn keine Kraft in dieser Richtung wirkte, würde nämlich der Luftstrom nach dem vorhin gesagten der Trägheitskurve CDE folgen. Die Kräfte (pro Masseneinheit), welche Krümmungen mit den Radien R und R_1 entsprechen, sind gleich:

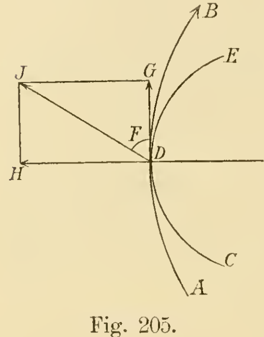


Fig. 205.

$$f = \frac{v^2}{R}; \quad f_1 = \frac{v^2}{R_1}.$$

Diejenige Kraft, welche den Krümmungshalbmesser von R auf R_1 zu ändern vermag, ist infolgedessen pro Masseneinheit:

$$f_0 = f - f_1 = v^2 \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R_1}\right).$$

Wenn also die Krümmungsradien von CDE und ADB im Punkte D durch R und R_1 dargestellt sind, so wird f_0 der Ausdruck für die die Masseneinheit nach aussen treibende Kraft DH. Durch Einführung des Wertes von R erhält man für die Masse m:

$$DH = f_0 = \left(v . 2w \sin\varphi - \frac{v^2}{R_1}\right)m,$$

falls $w = 7{,}29.10^{-5}$ gesetzt wird.

Andererseits wirkt eine Kraft DG, deren Wert oben angegeben ist, die die Geschwindigkeit (v) des Windes erhält und ihm die Beschleunigung α erteilt; dieselbe wird ausgedrückt durch:

$$DG = m\,(kv + \alpha).$$

α kann positiv oder negativ sein. Wenn die Geschwindigkeit gerade aufrecht gehalten wird, bei sogenannter stationärer Bewegung, ist $\alpha = 0$.

Die ganze Kraft, welche auf die bewegte Luftmasse wirkt, ist die Resultante DJ von den genannten DH und DG. DJ ist die treibende Kraft und beruht auf dem Unterschied des Luftdruckes in den Punkten D und J. DJ ist der früher genannte Gradient in der Richtung DJ.

Diese Richtung der treibenden Kraft fällt keineswegs mit der Richtung DG der bewegten Masse zusammen, sondern bildet mit dieser einen Winkel F, welcher Ablenkungswinkel genannt wird. Je grösser

dieser Winkel ist, um so geringer ist DG verglichen mit dem Gradienten DJ.

Die Wetterkarten zeigen, dass die Windbahnen, wie die Fig. angiebt, beinahe ausnahmslos weniger nach rechts (anticyklonal) gekrümmt sind als die Trägheitsbahnen. Hieraus folgt das Gesetz von Buys-Ballot, welches aussagt, dass auf der nördlichen Halbkugel der Gradient so gerichtet ist, dass, wenn man den Rücken dem Winde zukehrt, die linke Hand etwas nach vorne gehoben die Richtung des Gradienten angiebt. Dieser Satz wurde schon von Coffin (1853) ausgesprochen. Die Stärke des Windes wächst mit dem Gradienten (unter übrigens gleichen Umständen). Auf der südlichen Hemisphäre ist links gegen rechts auszutauschen.

Wenn der Reibungswiderstand und die Beschleunigung Null wären, so würde die tangentiale Komponente DG der Kraft Null sein, d. h. der Gradient ganz senkrecht zur Windrichtung liegen. Je geringer also die Reibung bei stationärer Bewegung, um so grösser ist der sogenannte Ablenkungswinkel F. Ebenso ist der Ablenkungswinkel, wie aus den obigen Ableitungen hervorgeht, von der ablenkenden Kraft der Erddrehung abhängig; er ist demnach um so grösser, je weiter man sich vom Äquator entfernt. In der Nähe des Äquators bewegen sich die Luftteilchen gradlinig dahin, wo eine Luftdruckverminderung entstanden ist. Da keine ablenkende Kraft durch die Erddrehung hinzukommt, so werden die Druckdifferenzen bald ausgeglichen und damit die Quelle der Luftbewegungen vernichtet.

Im allgemeinen gilt (für die Breite φ):

$$tg\, F = \frac{v\,.\,2\,w \sin \varphi - \frac{v^2}{R}}{kv + a}$$

Guldberg und Mohn haben in einer grundlegenden Arbeit die Bedeutung dieser Formel untersucht. Sie setzten a gleich Null und berechneten den Wert des Reibungskoefficienten k aus den bekannten Daten der Windgeschwindigkeiten (v) und Ablenkungswinkel (F). Der Einfachheit halber beschränkten sie sich auf solche Fälle, wo $R = \infty$ gesetzt werden konnte. Sie fanden auf diese Weise folgende Werte von k (welches dieselbe Dimension 1 : Sek. und Grössenordnung wie w erhält).

Auffallend ist der grosse Unterschied der Reibung zwischen den Küsten- und den Binnenlandstationen unter derselben Breite in Westeuropa. Die Reibung über der festen Erdoberfläche ist etwa 2,5 mal grösser als die-

jenige über dem Meer. Dementsprechend ist auch der Ablenkungswinkel F auf dem Meer bedeutend grösser und nähert sich dem Wert 90^0, dem Wert für $k=0$. Die Reibung ist im Winter grösser als im Sommer.

Beobachtungsort	N. Br.	F	k (Mittel)
Nordamerika	37^0	42^0	80.10^{-6}
Norwegen	61	56	85. „
Binnenstationen Westeuropas (Oxford, Nottingham, London, Brüssel, Paris)	51	61	64. „
Küstenstationen Westeuropas (Brest, Scilly, Yarmouth, Pembroke, Holyhead)	51	77	26. „
Atlantischer Ocean	$15-50^0$		35. „
„ „	am Äquator		20. „

Die Zunahme der Reibung über dem festen Land rührt von den vielen Unebenheiten her, über die der Wind dort streicht. Es ist danach zu vermuten, dass in höheren Luftschichten der Ablenkungswinkel grösser wird, da jedenfalls die grösste Reibung in der Nähe der Erdoberfläche zu finden ist. Wie wir oben gesehen haben, ist in der That auf dem Eiffelturm die Windrichtung gegen diejenige am Boden nach rechts abgelenkt. Wahrscheinlich beruht aber der grosse Winkelunterschied (25^0) zum grössten Teil auf lokalen Störungen an der unteren Station.

Die Cirrus-Wolken zeigen einen sehr grossen Ablenkungswinkel der höheren Luftströme an. Diese Wolken ziehen nämlich den Isobaren nahezu parallel, also senkrecht zum Gradienten. Dies entspricht der Reibung Null, d. h. in diesen oberen Luftschichten ist die Reibung sehr gering.

Bei konstanter Reibung ändert sich der Ablenkungswinkel am Äquator sehr stark mit der Breite, danach aber sehr langsam. Als Beispiel mögen einige Ziffern über die Grösse des Ablenkungswinkels von Mohn und Guldberg angeführt werden.

Breite	0	5	10	15	20	30	40	60	90^0
$k=2.10^{-5}$, $F=$	0	32,4	51,7	62,1	68,2	74,7	78,0	81,0	$82,2^0$
6.10^{-5}, $F=$	0	12,0	22,9	32,2	39,7	50,6	57,4	64,6	$67,6^0$
8.10^{-5}, $F=$	0	7,3	14,2	20,7	26,5	36,1	43,2	51,6	$55,6^0$

Die Windgeschwindigkeit wächst mit dem Gradienten, nimmt dagegen bei zunehmender Reibung ab. Nun wächst im allgemeinen der

Gradient mit zunehmender Höhe, wenigstens in den unteren Luftschichten (vgl. Fig. 203). Ausserdem ist in höheren Schichten die Reibung geringer als in der Nähe der Erde. Es folgt daraus, dass die Geschwindigkeit des Windes mit der Höhe zunimmt, wie auch der Gang der Wolken andeutet (vgl. S. 650).

Zur weiteren Erläuterung berechnen wir die Grösse des Gradienten G. Da bei 0^0 C. und 760 mm Druck 1 mm des Luftdruckes einer Steighöhe von 10,52 m entspricht, bei der absoluten Temperatur T dagegen einer $T:273$ mal so grossen, und bei dem Druck b mm einer $760:b$ mal so grossen Höhe, so ist die Grösse von G bei einem Druckunterschied von δ mm (vgl. S. 676):

$$G = g\frac{h}{l} = g\frac{10{,}52}{111111}\cdot\delta\cdot\frac{760\cdot T}{b\cdot 273} = \frac{\delta}{387}\cdot\frac{T}{b}\cdot\frac{\text{m}}{\text{Sek.}},$$

wonach (für $F = 90^0$) die vorletzte Formel auf S. 680 übergeht in:

$$\frac{\delta}{387}\cdot\frac{T}{b}\sin F = 2wv\sin\varphi - \frac{v^2}{R}.$$

Diese Formel giebt eine Beziehung zwischen dem Gradienten δ und der Windgeschwindigkeit v. Setzt man R unendlich gross, so erhält man bei $F = 90^0$, $T = 273$ (0^0 C.) und $b = 760$ mm Druck folgende Werte von $v:\delta$ unter der Breite φ:

$\varphi =$ 0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
$v:\delta = \infty$	36,7	18,6	12,7	9,9	8,3	7,3	6,8	6,5	6,4

Der ∞-Wert am Äquator hat nur die Bedeutung, dass $F = 90^0$ dort nicht vorkommen kann. Wenn nun in niederen Breiten F auch nicht 90^0, d. h. $\sin F$ nicht den Wert 1 erreicht, so können wir doch für $\varphi > 20^0$ dies mit ziemlicher Annäherung annehmen. Wir finden so, dass ein Gradient von z. B. 3 mm am 50. Breitegrad eine Windstärke von 25 m, am 20. dagegen eine von 56 m pro Sek., d. h. eine 2,24 mal grössere hervorruft.

Die Erfahrung zeigt nun, dass die so berechneten Werte für die Winde auf dem Meere gute Übereinstimmung ergeben, dagegen viel zu gross (etwa doppelt) für die Winde auf dem Land, besonders im Binnenland, ausfallen. Wahrscheinlich würde auch für das Binnenland die Rechnung gute Werte ergeben, wenn man die Windgeschwindigkeit in einiger Entfernung vom Boden (wie z. B. am Eiffelturm) messen würde.

Man hat aus diesem Grund empirische Werte des Quotienten $v:\delta$ ermittelt. Einige solche folgen hier (sie betreffen Beobachtungen von $8^h\,a$ im ganzen Jahr).

	Stonyhurst und Kew ($\varphi = 52{,}5^0$)					Deutsche Küsten				
δ	0,76	1,36	1,98	2,60	3,04	1,19	1,44	1,81	2,14	2,62
v	2,5	4,8	7,0	9,4	11,0	3,1	4,8	6,7	8,8	10,7
$v:\delta$	3,6	3,5	3,5	3,6	3,6	(2,6)	3,3	3,7	4,1	4,1

An Stelle des theoretischen Wertes von $v:\delta = 8{,}0$ erhält man Werte 3,6 bezw. 3,8, die etwa doppelt geringer sind. Im Sommer ist der Wert etwa 20 Prozent grösser als im Winter, weil im Sommer die Sonnenstrahlung die unteren Luftschichten mit etwas höher liegenden vermischt, so dass die Verhältnisse sich den theoretischen nähern.

Winde die von NNE und E kommen, zeigen bei gleichem Gradienten eine etwa 35 Proz. grössere Windgeschwindigkeit als Winde von SSW und W. Die Grösse von $v:\delta$ erreicht in diesen Fällen für die deutsche Küste nach Sprung 4,5 bezw. 3,2. Die Beobachtungen von Stonyhurst und Kew sind ähnlich: für Winde zwischen NNW und SE beträgt $v:\delta = 4{,}0$, während für solche zwischen SSE und NW $v:\delta = 3{,}0$ ist. Im Mittel kann man also für England und die deutsche Küste $v:\delta = 4{,}2$ für Nord- und Ost-Winde, dagegen $v:\delta = 3{,}1$ für Süd- und West-Winde setzen.

Vermutlich beruht der beobachtete Unterschied auf der stärkeren absteigenden Bewegung der kalten Luft bei Nord- und Ostwinden, die die niedere Luft stark mit höheren Luftschichten vermischt.

Bei der theoretischen Behandlung dieser Fragen setzt man gewöhnlich voraus, dass die Centrifugalkraft im Vergleich mit der Ablenkungskraft der Erddrehung zu vernachlässigen ist. Dies gilt jedenfalls für mässige Windgeschwindigkeiten, weil die erstgenannte Kraft dem Quadrat, die zweite nur der ersten Potenz der Windgeschwindigkeit proportional zunimmt.

Für grössere Windstärken mag das anders sein. Hann berechnet für einen WNW-Sturm zu Wien am 26.—27. Jan. 1874, wo $v = 23$ m pro Sek. und $R = 1630$ km (Minimum in Petersburg, $\delta = 3{,}2$), sowie $\varphi = 48^0$ und $F = 80^0$ war, das Verhältnis der beiden Kräfte gleich 0,13 zu 1. Für einen tropischen Wirbelsturm vom Okt. 1876 findet er dagegen, bei $v = 35$ m pro Sek., $R = 130$ km, $\delta = 13{,}8$ und $\varphi = 22{,}5^0$, sowie $F = 60^0$, das Verhältnis 4,86 : 1. Bei den tropischen Stürmen spielt also bisweilen die gewöhnliche Fliehkraft eine über-

wiegende Rolle, sie tritt dagegen bei den aussertropischen gegen die Ablenkungskraft der Erdrotation zurück.

Aus dem oben angeführten gehen ausser dem Buys-Ballot'schen Gesetz (vgl. S. 679) folgende allgemeine Sätze hervor.

Zufolge der Achsendrehung der Erde wird der Wind auf der nördlichen Halbkugel nach rechts, auf der südlichen nach links von der Richtung des Gradienten abgebogen.

Der Ablenkungswinkel wächst mit der Breite, nimmt dagegen mit steigender Reibung ab.

Die Windgeschwindigkeit wächst mit der in die Windrichtung fallenden Komponente des Gradienten und ist dieser annähernd proportional, der Reibung dagegen umgekehrt proportional. Hieraus folgt, dass die Windgeschwindigkeit ungefähr proportional mit der Grösse des Gradienten ausfällt; der Proportionalitätsfaktor nimmt mit steigender Breite sowie mit steigender Reibung ab.

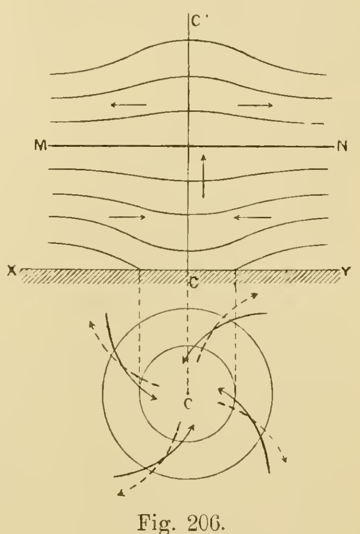


Fig. 206.

Cyklonen und Anticyklonen. Nehmen wir an, wir haben im Punkte C (Fig. 206) an der Erdoberfläche XY ein barometrisches Minimum, das der Einfachheit halber eine kreisförmige Ausbreitung in horizontaler Richtung besitzen möge. Die Luft bewegt sich dann in der Nähe der Erdoberfläche von allen Seiten gegen C hin. Wegen der Ablenkung durch die Erddrehung ist der Wind nicht längs des Gradienten nach C gerichtet, sondern, falls C auf der nördlichen Halbkugel gelegen ist, nach rechts von C. Die Luftströmungen werden auf diese Weise eine Spirale beschreiben, welche gegen C hin konvergiert, ungefähr wie die voll ausgezogenen Pfeile in der unteren Figur andeuten. Die gegen C hineingezogenen Luftmassen müssen aber irgendwo einen Abfluss finden, damit das barometrische Minimum fortbestehen kann, was gewöhnlich der Fall ist. Dieses Entweichen kann weder nach unten noch nach der Seite vorsichgehen, es muss also nach oben stattfinden und erst in der Höhe kann ein Abfliessen zur Seite zustande kommen.

Die Luftströmungen erhalten danach eine Bewegung wie die Pfeile in der oberen Figur andeuten. Die nach oben angehäufte Luft verursacht eine Krümmung der isobarischen Linien nach oben in den höheren Luftschichten. Sie haben also da eine umgekehrte Krümmung wie in den nahe am Boden gelegenen Schichten und in einer mittleren Höhe giebt es eine sogenannte „neutrale Fläche“, eine isobarische Fläche, die eben ist (MN). Oberhalb derselben fliesst die Luft hinaus, unter derselben in den Wirbel hinein. Die Richtung der oberen Winde ist in der unteren Figur durch gestrichelte Linien gekennzeichnet.

Der gewöhnlichste Fall ist der, dass sich ein solcher cyklonischer Wirbel über einem heissen Centrum entwickelt, wo die Temperatur nach allen Seiten von C sinkt. Man stellt sich dies am einfachsten so vor, dass anfangs die neutrale Fläche MN am Boden liegt und dass die Isobaren wegen der höheren Temperatur über C einen nach oben konvexen Verlauf haben mit der grössten Krümmung über C (vgl. Fig. 203). Zufolge des Abfliessens der Luft in den höheren Schichten sinkt dann überall in der Mitte der Luftdruck, die neutrale Fläche hebt sich und der Verlauf der Isobaren bildet sich so wie in der Figur 206 aus. Durch die adiabatische Ausdehnung der aufsteigenden Luft sinkt die Temperatur in der Cyklone gewöhnlich so weit, dass sie unter diejenige der Umgebung kommt.

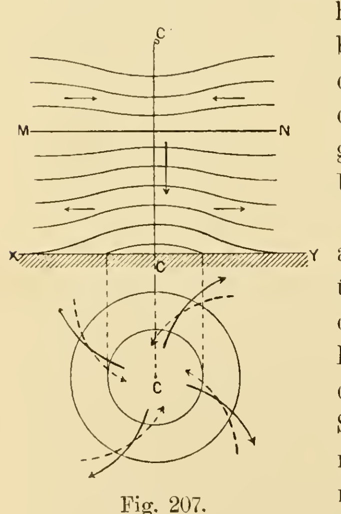


Fig. 207.

Genau umgekehrt verhalten sich die anticyklonischen Wirbel, welche gewöhnlich über einem Kältecentrum entstehen. Durch die nach unten konvexe Krümmung der Isobaren über dem Centrum C (Fig. 207) wird ein Zufluss von Luft in den höheren Schichten hervorgerufen, der eine Steigerung des Luftdrucks über C veranlasst. Die neutrale Fläche rückt auch hier in die Höhe und die isobarischen Linien zeigen einen Verlauf wie in der oberen Fig. 207. In diesem Fall fliesst die Luft unten zur Seite und es entsteht eine Luftcirkulation in entgegengesetzter Richtung wie in den Cyklonen, wie die Pfeile der Figur andeuten. Die Winde werden auch in diesem Fall auf der nördlichen Halbkugel nach rechts gebogen. Sie wehen in Richtungen, die von den Pfeilen in der unteren Figur angegeben werden und zwar bezeichnen

wie vorhin die gestrichelten Pfeile die oberen Winde. Zufolge des Sinkens der Luft erwärmt sich das Centrum der Anticyklone gewöhnlich über die Temperatur der Umgebung.

Die Luftteile beschreiben demnach in diesen Wirbeln eine Art von Spiralen von einer Form etwa wie die Fig. 208 andeutet. Die Figur stellt die Luftbewegung in einer Cyklone dar. Nur ist die betreffende Spirale in der Wirklichkeit ausser im Falle der Tromben und ähnlicher Wirbel, ausserordentlich viel flacher wie in der Zeichnung, indem die Höhendimension nur wenige Kilometer (höchstens etwa zehn), die horizontale Ausdehnung der Spirale dagegen gewöhnlich mehrere hundert, bisweilen tausende von Kilometern erreicht.

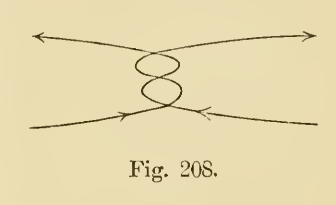


Fig. 208.

Solche Cyklonen können auch unter anderen Umständen als über erhitzten Stellen der Erdoberfläche entstehen; ebenso ist die Bildung von Anticyklonen nicht notwendig an kalte Stellen der Erdoberfläche gebunden.

Die allgemeine Cirkulation der Atmosphäre. Wegen der Erhitzung des Äquators durch die Sonne verhält sich der äquatoriale Teil der Erde wie ein heisses Centrum. Es ist dabei zu bemerken, dass die Erhitzung des Bodens durch die Sonne nicht augenblicklich entsteht noch verschwindet, sondern eine gewisse Trägheit besitzt. Dies gilt ganz besonders für die wasserbedeckten Teile der Erde, die den grössten Teil der Erdoberfläche ausmachen, — die äquatorialen Gegenden 20^0 n. — 20^0 s. Br. sind zu etwa 76,5 Proz. mit Wasser bedeckt. Ausserdem entwickeln sich die Luftströmungen über dem Wasser mit grosser Regelmässigkeit und Stärke, weil keine Störungen und starke Reibungen wie über der Landoberfläche dieser Entwickelung im Wege stehen. Unsere Betrachtungen über die Windverhältnisse in der Nähe der Erdoberfläche beziehen sich deshalb zum grössten Teil auf die Luftströmungen über dem Meer. Zufolge der grossen Wärmekapacität des Meeres bleiben die Verhältnisse am Äquator ziemlich konstant und die Winde folgen nur in beschränktem Maasse dem Gang der Sonne auf den beiden Seiten des Äquators. Infolgedessen spielt auch die ganze Äquatorialgegend und nicht nur der Punkt, über welchem die Sonne gerade steht, die Rolle des heissen Centrums.

Längs des ganzen Äquators steigen deshalb Luftmassen hinauf, die in der Höhe nach der Seite zu den Polen hin ausweichen. Gleichzeitig

strömen von höheren Breiten neue Luftmengen hinzu. Die Achsendrehung der Erde erteilt diesen gegen den Äquator gerichteten Luftströmungen eine starke Komponente, die von Osten nach Westen gerichtet ist. In der Nähe des Äquators selbst herrscht Windstille. Die oberen Luftströmungen behalten eine kleine Weile eine ost-westliche Richtung, gehen aber unter dem Einfluss der Erddrehung (in etwa 10° Br.) durch eine gerade gegen den Pol gerichtete zu einer Richtung von SW nach NE auf der nördlichen, zu einer von NW nach SE auf der südlichen Seite des Äquators über.

Diese konstanten Winde in der Nähe des Äquators werden Passate genannt. Sie treten über dem Atlanten zu allen Jahreszeiten sehr deutlich auf. Im Indischen Ocean werden sie durch die südasiatischen Landmassen gestört, durch deren Wärmeverhältnisse die unten näher zu betrachtenden Monsune entstehen. Im südlichen Teil dieses Oceans sind sie dagegen kräftig entwickelt und im grossen Ocean ebenfalls.

Der obere Passat, der sogenannte Gegenpassat, zeigt sich in dem Gang der oberen Wolken von etwa 4000 m Höhe aufwärts, sowie in der Richtung, in welcher vulkanische Aschen von den Winden geführt werden. Besonders bekannt in dieser Hinsicht ist der Staub vom Krakatau-Ausbruche, welcher in der Nähe des Äquators sich von Westen nach Osten mit einer Geschwindigkeit von 30—40 m pro Sek. verschob, um in grösserer Entfernung vom Äquator erst eine polwärts gerichtete, später mehr westöstliche Bewegung anzunehmen. Der Gegenpassat weht auf hohen Bergen wie Mauna-Loa (4170 m) auf Hawaï oder dem Pic von Teneriffa (3720 m) als stetiger westlicher oder südwestlicher Wind.

Man könnte nun erwarten, dass diese Cirkulation sich von dem Äquator bis zu den Polen erstreckte. Dies würde auch eintreten, falls nicht durch die Achsendrehung der Erde in der Nähe von 35° Br. eine starke Anhäufung von Luft stattfände, welche die Gegenströmung vom Äquator aufstaut und teilweise gegen die Erdoberfläche niederpresst. Ein andrer Teil strömt in den höchsten Luftschichten gegen den Pol mit zunehmender westlicher Ablenkung weiter.

Diese von sehr hohem Luftdruck gekennzeichneten Gegenden werden „die Rossbreiten“ genannt. Sie zeichnen sich durch eine herabsteigende Bewegung der Luft, durch Windstille und wolkenfreien Himmel aus. Unter den Rossbreiten sind deshalb die grössten Wüstengegenden der Erde gelegen.

Ein Teil der an den Rossbreiten niedersinkenden Luft verschiebt sich längs der Erdoberfläche hin gegen die Pole und nimmt dadurch eine

westliche Richtung an. Diese Richtung ist auf der übrigen Erdhälfte (die Gegend von 30° n. bis 30° s. Br. nimmt die Hälfte der Erdoberfläche ein) die vorherrschende, aber in den Gegenden weiter vom Äquator sind die Winde nicht stetig; ihre Richtung ist sehr veränderlich und beruht auf der Lage der barometrischen Depressionen, die in diesen Weltgegenden am häufigsten sind. Auf der südlichen Halbkugel, wo die Kontinente keine grössere Störung auszuüben vermögen, sind kräftige von Westen kommende Luftströme stark vorherrschend, welche ein ungeheures Barometerminimum um den Südpol umkreisen. Auf der nördlichen Halbkugel ist die Abnahme des Barometerdruckes gegen den Pol hin viel weniger ausgeprägt und die Westwinde sind viel weniger konstant und kräftig wegen des störenden Einflusses der Landoberflächen.

Die mittlere Windrichtung in den niedrigen und höchsten atmosphärischen Schichten könnte nicht bestehen bleiben, wenn nicht in einer anderen Luftschicht eine Rückströmung von Luft gegen den Äquator stattfände. In mittleren Luftschichten ist sie in der That zu finden. Diese gegen den Äquator gerichtete Strömung hat nicht, wie man vermuten könnte, eine östliche Komponente, sondern im Gegenteil eine stark westliche. Sie ist als eine Abzweigung zu betrachten von den über und unter ihr verlaufenden westlichen Winden mit südlicher Komponente, welche zufolge der Erddrehung gegen den Äquator gerichtet worden sind und zwar in solchem Grade, dass die südliche Komponente in eine schwache nördliche verwandelt worden ist. Diese von Nordwesten kommende Strömung macht sich auf isoliert liegenden Berghöhen bemerkbar. So z. B. weht auf dem Gipfel von Ben Nevis (1300 m) in Schottland ein Wind, dessen mittlere Richtung N 60° W ist. Auf dem Gipfel von Pic du Midi (2880 m) in den Pyrenäen ist die mittlere Windrichtung N 87° W; die nach Süden gerichtete Komponente ist also äusserst schwach. Schon in recht mässiger Höhe über dem Boden scheint diese nördliche Komponente bemerklich zu sein, indem die mittlere Windrichtung auf dem Eiffelturm (306 m) genau WNW ist (vgl. Fig. 201), während daselbst am Boden der Wind im Mittel eine schwache südliche Komponente besitzt.

An den Polen selbst scheint wieder Windstille (im Mittel) zu herrschen.

Die theoretische Behandlung dieser Windverhältnisse wurde zuerst von Hadley (1735) versucht. Die moderne Theorie derselben rührt von James Thomson (1857) her; in noch höherem Grade hat sich Wm Ferrel (1856, 1886) darum verdient gemacht.

Die eben geschilderten Verhältnisse würden sich ohne Zweifel in typischer Regelmässigkeit ausbilden, falls die Kontinente nicht störend

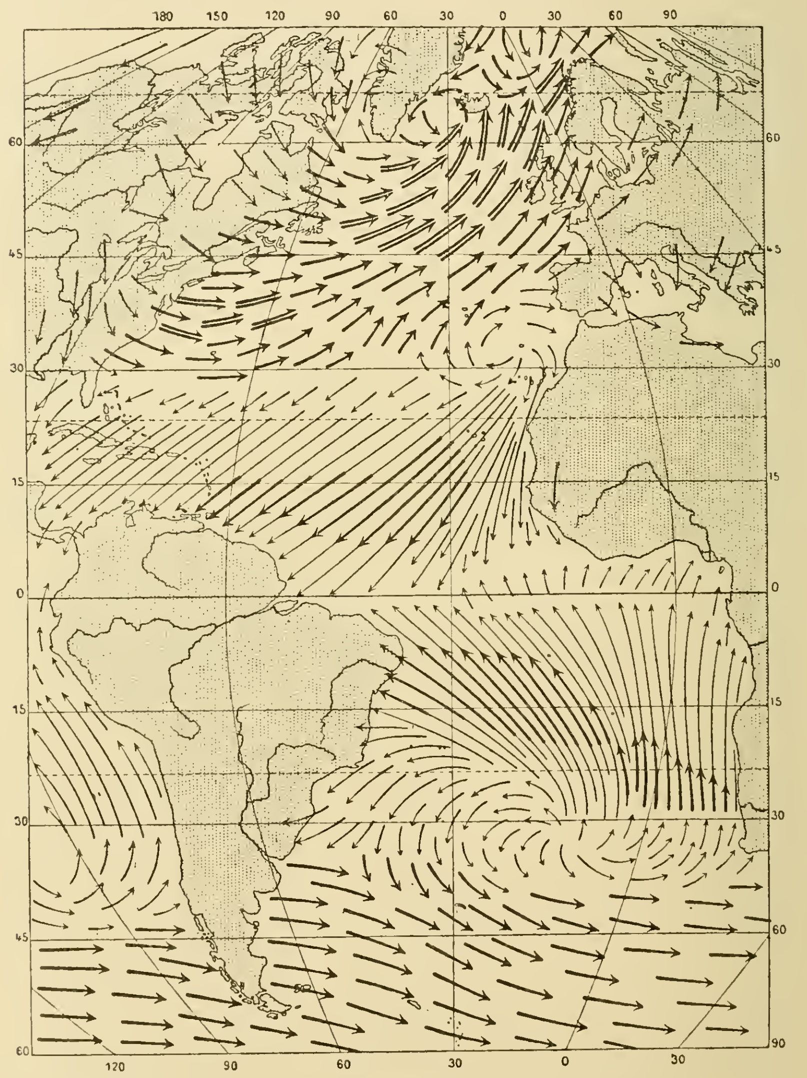


Fig. 209. Die Winde des Atlantischen Oceans im Januar und Februar (nach Köppen).

einwirkten. In den äquatornahen Gegenden sind die Kontinente wärmer als das Meer. Das Maximum unter den Rossbreiten ist deshalb über den afrikanischen und amerikanischen Kontinenten durch-

brochen, wogegen die Maxima über den naheliegenden Meeren verstärkt sind. Infolgedessen entstehen über diesen Barometermaximis

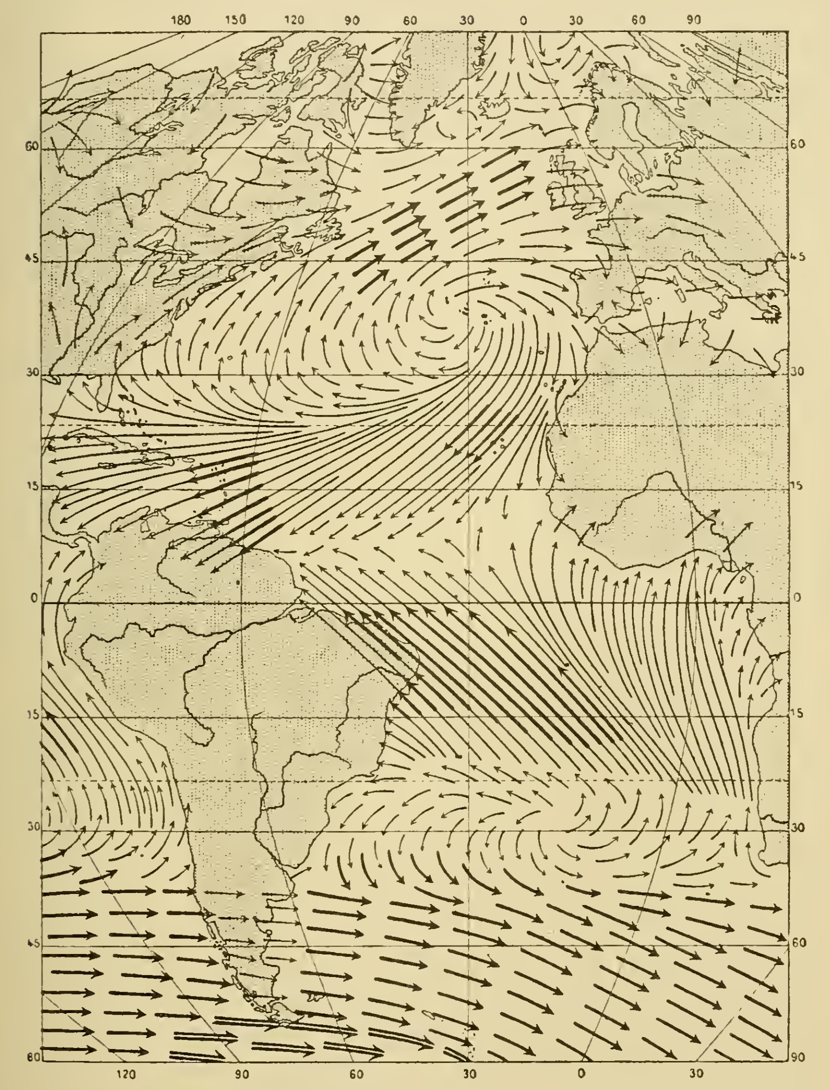


Fig. 210. Die Winde des Atlantischen Oceans im Juli und August (nach Köppen).

anticyklonale Luftbewegungen, welche sich teilweise den oben gekennzeichneten Luftbewegungen entgegensetzen. Dies tritt auf den beigefügten Kartenskizzen von Köppen sehr deutlich hervor. Diese

Karten (Figg. 209—210) geben die mittleren Windrichtungen über dem Atlanten im Jan.—Febr. und im Juli—Aug. wieder. Die Länge der Pfeile soll die Stabilität der Winde andeuten, ihre Dicke dagegen die Windstärke. Die Zonen der Windstille, die Calmen, unter 30° — 35° Br. zeigen auf der Westküste von Afrika eine äquatorwärts, auf der Ostküste von Amerika eine polwärts gerichtete Komponente.

Ferner bemerkt man auf diesen Karten eine Störung der einfachen Verhältnisse, indem die Passate der südlichen Halbkugel über den Äquator hinübergreifen, was darauf beruht, dass der thermische Äquator etwas nördlich von dem geographischen liegt. Diese Verschiebung ist natürlich im Juli—Aug. grösser wie in den Wintermonaten der nördlichen Halbkugel.

Dasselbe zeigt sich über dem grossen Ocean, wie aus folgenden Ziffern hervorgeht, welche für die Monate März und September gelten, in welchen die Verschiebungen ihre Extremwerte besitzen.

	März		September	
	Atlant	Stiller Ocean	Atlant	Stiller Ocean
NE-Passat . . .	26°—3° N.	25°—5° N.	35°—11° N.	30°—10° N.
Äquatorial-Calmen	3°—0° N.	5°—3° N.	11°—3° N.	10°—7° N.
SE-Passat . . .	0°—25° S.	3°N.—28° S.	3°N.—25° S.	7°N.—20° S.

Der Gradient des mittleren Teiles vom atlantischen NE-Passat erreicht den Wert 2,5 und die Windgeschwindigkeit 6—7 m pro Sek.

Winde von täglicher und jährlicher Periode, Monsune. Die ungleichmässige Erwärmung der Erdoberfläche führt an manchen Stellen zu regelmässigen Schwankungen des Luftdruckes, wodurch Winde von periodischer Natur entstehen. Am bekanntesten unter den Winden mit täglicher Periode sind die Land- und See-Winde an der Küste, sowie die Berg- und Thal-Winde im Binnenland.

Durch die Sonnenstrahlung am Tage erwärmt sich die feste Erdkruste viel stärker als die Wasserfläche. Es entsteht deshalb über der Küste, in deren Nähe die Temperaturunterschiede am kräftigsten entwickelt sind, ein aufsteigender und über den naheliegenden Teilen des Meeres ein herabsteigender Luftstrom, welcher nachher gegen die Küste als Meeresbrise weht.

In der Nacht ist es umgekehrt, die Luft steigt über dem Meer hinauf und sinkt über der Küste, von wo sie über das Meer hinausfliesst. Diese Landbrise ebenso wie die Seebrise wurden in alten Zeiten vielfach von den Seglern benutzt.

Diese kurzdauernden Winde, die durch Windstillen unterbrochen sind, können sich nur in unbedeutender Entfernung von der Küste geltend machen. 40 km weit davon sind sie im Binnenland kaum merklich. Ihr Wirkungsfeld auf dem Meer dürfte noch beschränkter sein. Die Mächtigkeit dieser Luftströmungen ist ebenfalls sehr unbedeutend, nach Messungen in Ballon-captif auf Coney-Island bei New-York erstreckt sich daselbst die Meeresbrise nur bis zu 130 m Höhe, in 160 m Höhe weht schon der obere Luftstrom in entgegengesetzter Richtung. Andere Bestimmungen aus Teneriffa und Toulon haben eine Mächtigkeit der Seebrise von 400—500 m gegeben. Bisweilen kann jedoch die Meeresbrise 600—800 m Mächtigkeit erreichen.

Man findet gewöhnlich, dass die Meeresbrise zuerst über dem Meer bemerkbar wird und sich von dort aus aufs Land ausbreitet. Man nimmt deshalb an, dass sich die Luft bei der ersten Erwärmung nach allen Richtungen ausdehnt, es muss ja auch nach der nächtlichen Temperaturumkehr über dem Land ein Temperaturgefälle von 1° C. auf 100 m entstehen, bevor eine regelmässige aufsteigende Bewegung der Luft stattfinden kann. Demnach fliesst die Luft oben über der Küste zum Meer ab und sinkt da hinunter, bevor noch die regelmässige aufsteigende Luftbewegung über der Küste in Gang gekommen ist. Bei diesem Vorgang dürfte auch von Bedeutung sein, dass die Reibung auf der Landfläche viel grösser ist als auf dem glatten Meer.

Der Landwind ist aus diesem Grund viel schwächer entwickelt als der Seewind. Auch sinkt im Sommer die Temperatur der festen Erdoberfläche nachts nicht so stark unter diejenige der Meeresoberfläche, wie am Tage das umgekehrte der Fall ist.

Die Land- und See-Winde entwickeln sich am kräftigsten in den Tropen, wo die Tagesschwankung der Temperatur am grössten ist und wo die Regelmässigkeit der Luftbewegungen sie ungestört hervortreten lässt. Falls ein bestimmter Wind an einem Orte vorherrscht, kann der Land- oder See-Wind denselben in hohem Grade verstärken und auf diese Weise Stürme verursachen oder umgekehrt ihn ausgleichen. So z. B. weht der Wind zu Valparaïso im allgemeinen vom SW; der Landwind, welcher entgegengesetzt gerichtet ist, bringt in der Nacht fast Windstille zustande, bei Tag dagegen wird der See-Wind sehr heftig und bisweilen so kräftig, dass keine Verbindung von den Schiffen zum Quai aufrecht zu erhalten ist.

Auch an den Ufern grösserer Seen, wie z. B. des Genfer Sees,

machen sich die Land- und See-Winde geltend. An den grossen nordamerikanischen Seen, z. B. zu Chicago, sind sie stark entwickelt.

Diese Winde bringen häufig, besonders da, wo das Land- und das See-Klima stark verschieden sind, grosse Umschläge der Temperatur und

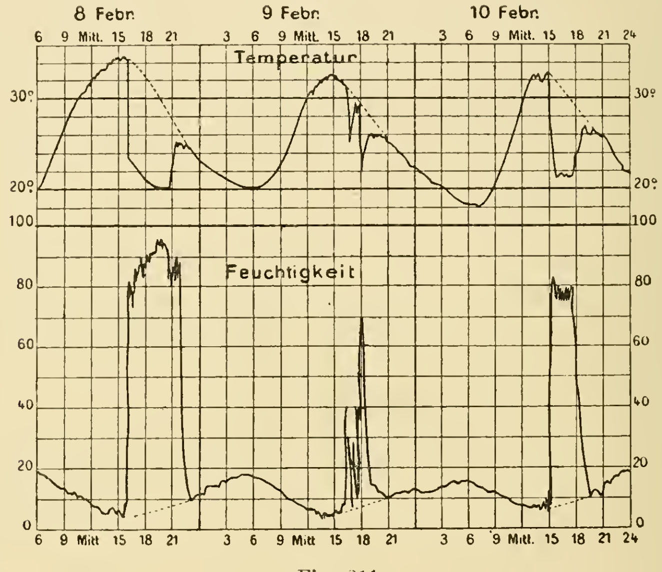


Fig. 211.

Feuchtigkeit mit sich, wie das nebenstehende Diagramm aus Joal an der Küste von Senegal von den Tagen 8.—10. Febr. 1893 zeigt. Die Temperatur und relative Feuchtigkeit würden sehr regelmässig nach den punktierten Kurven verlaufen, wenn der Seewind nicht den Gang morgens zwischen 4 und 10 Uhr störte (Fig. 211).

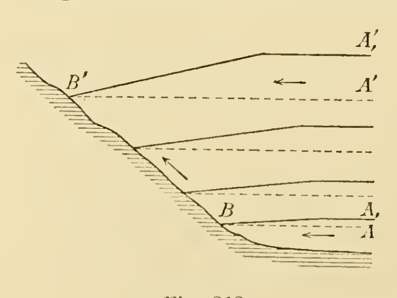


Fig. 212.

Wenn die Sonne auf einen Bergabhang und in ein Thal scheint, so erwärmt sich die Luft besonders in der Nähe des Erdbodens; die anfangs horizontalen Isobarenflächen AB, $A'B'$ heben sich und nehmen eine Neigung wie A_1B und $A_1'B'$ gegen den Bergabhang an (Fig. 212). Am Bergabhang selbst, der sich besonders auf der der Sonne gegenüber liegenden Seite stark erwärmt, entsteht ein aufsteigender Luftstrom. Die Folge ist ein Luftstrom im Thale von A

nach B und von da besonders an den am stärksten sonnenbeschienenen Seiten ein Aufstieg der Luft längs des Bergabhanges BB^1. Dies ist der sogenannte Thalwind. In der Nacht kühlen sich die Bergabhänge und besonders der Thalboden, wo die Luft staut, ab, die Luft fliesst von B^1 nach B und von da nach A umgekehrt wie am Tag, es herrscht Bergwind.

Die Berg- und Thal-Winde machen sich besonders stark in engen Thälern von relativ grosser Längsausdehnung bemerklich. Sehr bekannt in dieser Hinsicht sind das Engadin-Thal und das Bregaglia-Thal zwischen Chiavenna und dem Maloja-Pass. Die bei Tag herrschenden Thalwinde sind wie die Seebrisen kräftiger entwickelt als die nächtlichen Berg- bezw. Land-Winde.

Im Himalaya sind die Berg- und Thal-Winde sehr kräftig.

Der Walliser Thalwind weht vom Genfer See und ist gewissermaassen als eine Mischung von Thal- und See-Wind anzusehen. Die Luftdruckdifferenz zwischen Siders und Montreux, deren Entfernung in der Luftlinie etwa 50 km, längs des Rhône-Thales 77 km beträgt, erreicht, reduziert auf gleiche Seehöhe am Nachmittag (2—4 Uhr) nahezu 1 mm (höher in Montreux) und in der Nacht (4—6 Uhr) 0,72 mm (höher in Siders). Um 10^h früh und 8^h 40 abends ist der Unterschied Null.

Die mittlere Windstärke (um 1^h nachmittags) zeigt zu Siders folgenden jährlichen Gang (nach B e a u f o r t s Skala):

März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.
1,5	1,8	2,2	2,0	2,2	1,7	1,5	1,0,

welcher genau der Sonnenstrahlung folgt.

In höheren Breiten machen sich die Winde von täglicher Periode nur im Sommer geltend; in den Tropen sind sie das ganze Jahr hindurch kräftig.

Am Tag hüllt der aufsteigende Luftstrom die Berge nachmittags in einen Wolkenschleier, während sie in den Morgenstunden klar sind. Die Thalwinde üben auf die relative Feuchtigkeit an den Bergabhängen denselben Einfluss aus wie die Seebrise auf die Feuchtigkeit der Küstenstationen.

Im Winter sind die Kontinente kälter als die Meere und umgekehrt. Dieser Umstand veranlasst eine jährliche Periodicität der Windrichtung. Diese ist an der Küste des indischen Oceans am stärksten entwickelt, und der Name „Monsune", den die Winde mit jährlicher Periode in diesen Gegenden führen, ist auf die ganze Erscheinung übertragen. Sie sind auch

an der asiatischen Ostküste sehr kräftig entwickelt und lassen sich sogar an der sibirischen Küste nachweisen. Auch an den Küsten des kaspischen Meeres sind Monsunwinde typisch entwickelt. Australien (besonders der nördliche Teil), sowie die afrikanischen Küsten besitzen Monsunwinde, ebenso Texas und die kalifornische Küste. In Europa treten sie ausser in Südost-Russland an der spanischen Küste auf.

Über dem indischen Ocean an der Südküste Asiens weht der Wind während des Winters in derselben Richtung wie der Passat, also von Nordost. Der Passatwind wird dadurch so verstärkt, dass er den Äquator überschreitet, wobei er zufolge der Erddrehung eine mehr west-östliche Richtung erhält. Die Zone der Calmen fällt dann südlich vom Äquator. Während des Sommers der nördlichen Halbkugel weht der Monsun vom Südwest nach der asiatischen Südküste. Durch seine Heftigkeit verhindert er die Entwickelung des Passatwindes nördlich vom Äquator; der Südost-Passat von der südlichen Halbkugel überschreitet den Äquator und wendet sich dann gegen Osten, wobei er direkt in den Südwest-Monsun übergeht, sodass keine Windstillengegend in dieser Jahreszeit im Indischen Ocean sich entwickelt. Dieser Sommermonsun ist viel heftiger als der Wintermonsun, weil die Temperaturdifferenz zwischen Land und Meer in diesen Gegenden im Sommer viel stärker als im Winter ist.

Wegen ihrer langen Dauer entwickeln sich die Monsunwinde zu viel grösserer Stärke und Mächtigkeit als die Land- und See-Winde. Untersuchungen darüber sind hauptsächlich in Indien unternommen worden. Der Wintermonsun reicht da bis zu etwa 1500 bis 2000 m Höhe und der Gradient vom Himalaya bis Ceylon erreicht im Mittel etwa 0,13 bis 0,14 mm pro Grad (im Januar 0,18 mm). In 2100 m Höhe ist der Gradient umgekehrt.

Beim Sommermonsun ist der Gradient etwa doppelt so gross (0,3 mm). In 2100 m Höhe herrscht derselbe Gradient mit 2—3 mal geringerer Stärke. Der Sommermonsun reicht demnach zu noch grösseren Höhen, die zu 3,5 bis 4,5 km berechnet sind.

Auf Java überschreitet der Monsun nicht 2000 m Höhe.

X. Luftwirbel.

Allgemeines über Luftwirbel. Im allgemeinen ist jede Bewegung der Luft ein Teil eines Luftwirbels, denn sonst würde die Bewegung irgendwo zu einer Aufstauung der Luft führen, was nur auf kurze Zeit und für unbeträchtliche Luftmassen möglich ist. Die zuletzt betrachteten Winde können auch als Luftwirbel angesehen werden, die sich um eine horizontale Achse drehen. Dabei ist im allgemeinen die obere rückfliessende Bewegung der Luft den Beobachtern an der Erdoberfläche weniger bemerkbar, so dass die Wirbelnatur erst bei einer genaueren Untersuchung hervortritt. Wenn man von Luftwirbeln spricht, meint man deshalb auch gewöhnlich nur solche mit mehr oder weniger vertikaler Achse, in welchen die wirbelnde Bewegung bei Beobachtungen an mehreren Stellen rund um die Achse des Wirbels an der Erdoberfläche deutlich hervortritt.

Schon oben haben wir gesehen (vgl. S. 685), wie um ein Barometer-Minimum oder -Maximum, zu welchem die Luftmassen an der Erdoberfläche hin oder von welchem sie wegströmen, zufolge der Erddrehung eine wirbelnde Bewegung entsteht. Die kreisende Bewegung der Luft ist gewöhnlich viel heftiger rund um die Minima, bei welchen auch der Gradient im Mittel viel höher ist wie bei den Maximis, die sich durch mässige Winde auszeichnen. Unter Luftwirbeln versteht man deshalb häufig nur die Bewegung der Luft um solche Minima, welche auch Cyklonen genannt werden.

Diese bilden sich in der gemässigten Zone an Stellen aus, wo ein starker Auftrieb der Luft an der Erdoberfläche, gewöhnlich infolge eines lokalen Temperaturmaximums, herrscht. Sie wandern dann hauptsächlich längs bestimmter Zugstrassen, die mehr oder weniger von Westen nach Osten gerichtet sind. Dabei können sie allmählich an Stärke zu- oder abnehmen.

Der Gradient in diesen Cyklonen übersteigt selten 4 oder 5, man hat aber einen Fall (in Schottland am 14. Okt. 1881) beobachtet, bei welchem der Gradient den Wert 13 erreichte. Noch viel grössere Gradienten kommen bei den kleinen Wirbeln, Typhonen oder Tromben vor, welche unerhörte Verwüstungen verursachen.

Die Richtung der Winde an der Erdoberfläche in der Nähe einer solchen Cyklone folgt dem Buys-Ballotschen Windgesetz. Eine nähere Untersuchung der Luftbewegungen in der Nähe dieses „Sturm-Centra" ist von Hildebrandsson und Clement Ley für Europa, von Clayton für die Vereinigten Staaten Nord-Amerikas ausgeführt worden. Sie bedienten sich dabei der synoptischen Karten, in welche die Isobaren und Windrichtungen eingezeichnet sind.

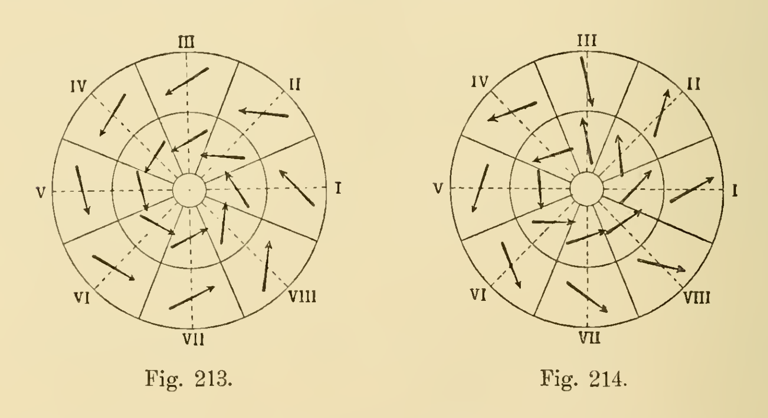


Fig. 213. Fig. 214.

Folgende Tabelle und Diagramme (Figg. 213 u. 214) enthalten eine Wiedergabe der Resultate einer grossen statistischen Untersuchung von Cl. Ley. Das Feld um das Centrum (Barometerminimum) ist in 8 Sektoren eingeteilt, von welchem der erste, mit I bezeichnet, sich 22,5 Grad nach rechts und 22,5 Grad nach links von der Zugrichtung des Centrums erstreckt. Das Centrum kommt demnach von der Mitte des Sektors V und zieht durch die Mitte des Sektors I, so dass in den Diagrammen die Zugrichtung des Centrums durch die horizontale Linie V—I dargestellt wird. Die Umgebung des Centrums ist in eine äussere, weiter vom Centrum gelegene, und eine innere, dasselbe umgebende Zone geteilt. Das erste Diagramm giebt die Richtung der Winde an der Erdoberfläche, das zweite die Zugrichtung der Cirrus-Wolken an. In der Tabelle geben die Winkelgrössen die Richtung des Windes nach rechts vom Gradienten an.

Mittlerer Winkel zwischen Gradient und Windrichtung

Sektor	Niedere Winde		Hohe Winde	
	Innere Zone	Äussere Zone	Innere Zone	Äussere Zone
I	58°	48°	135°	152°
II	53	52	130	163
III	65	62	172	355(?)
IV	81	80	106	99
V	77	79	90	26
VI	74	76	51	101
VII	64	66	73	124
VIII	55	54	102	146

Die mit einem Fragezeichen bezeichnete Ziffer ist sehr unsicher, da sie auf wenige sehr verschiedenartige Messungen begründet ist. Mit Ausnahme dieser einen zeigen alle übrigen Ziffern einen sehr ausgeprägten regelmässigen Gang. Die niederen Winde weichen alle um weniger als 90°, im Mittel 66° für die innere, 65° für die äussere Zone, nach rechts von dem Gradienten ab. In den Sektoren III und VII kommt die Abweichung nahe an diesen Mittelwert, in den Sektoren I, II und VIII auf der Vorderseite der Cyklone ist die Abweichung geringer, im Mittel 55° bezw. 51°, auf der Hinterseite grösser, 77° bezw. 78°.

Die höheren, durch den Gang der Cirrus-Wolken angegebenen Winde, divergieren vom Centrum im Gegensatz zu den niederen konvergierenden Winden. Nur die inneren Winde in den Sektoren VI und VII haben eine Komponente gegen das Centrum gerichtet.

Die oberen Winde wehen demnach meist vom Centrum hinaus. Sie weichen dabei nicht wie ein direkt vom Centrum fliessender Luftstrom nach rechts vom Leitstrahl vom Centrum ab; das beweist, dass sie mit einer starken Geschwindigkeit, die nach links vom Leitstrahl gerichtet ist, in die höheren Schichten hinaufkommen. Die Luft rund um das Centrum bewegt sich nämlich in einer Art Schraubenlinie (vgl. S. 687). Die Luft, welche oben ankommt, besitzt demnach eine Bewegung mit einer starken Komponente zur linken Seite des Leitstrahls vom Centrum. In einer bestimmten mittleren Höhe, wo die Schraubenlinie ihre stärkste Krümmung besitzt, wehen die Winde senkrecht zu dem Leitstrahl.

Wegen der starken Abnahme des Luftdruckes mit der Höhe können diese Wirbel keine grosse Höhe besitzen. Damit nämlich die Wirbel ungeschwächt bleiben, muss ebenso viel Luft oben abfliessen wie unten hinströmt. Der Luftdruck sinkt auf 380 mm in 5,5, auf 190 mm in 10,3,

auf 95 mm in etwa 15 und auf 76 mm in etwa 16,6 km Höhe. In 33 km Höhe ist der Druck auf ein Prozent desjenigen an der Erdoberfläche vermindert. Da nun keine ganz ausserordentliche Geschwindigkeiten in den höchsten Luftschichten beobachtet worden sind, so können die betreffenden Strömungen nicht genug Luft vom Centrum abführen, sondern man muss annehmen, dass schon in 10 bis 15 km Höhe die Schraubenlinie der Luftbewegung parallel zur Erdoberfläche verläuft. Eine Cyklone, deren horizontaler Durchmesser mehrere hunderte, bisweilen sogar tausende von Kilometern erreicht, hat im Vergleich eine sehr mässige Höhenerstreckung, höchstens einige wenige (2 bis 5) Prozent der horizontalen Dimensionen. Daraus ist ersichtlich, wie gering die vertikalen Luftbewegungen im Vergleich mit den horizontalen sind.

Es wäre unrichtig sich vorzustellen, dass dem Wirbel, während er sich fortbewegt, immer dieselben Luftteile angehören. Im Gegenteil, aus der unten konvergierenden Bewegung der Luftmassen geht hervor, dass immer neue Luftmassen an der Bewegung teilnehmen, woraus auch mit Notwendigkeit folgt, dass sie oben wieder aus der Cyklone austreten, falls dieselbe weiter fortbesteht.

Die zuströmende Luft füllt die Barometer-Depression aus, die abströmende verstärkt sie; nach der Seite, wo diese Verstärkung am meisten die ausfüllende Wirkung der zuströmenden Luft übertrifft, bewegt sich das Centrum der Cyklone hin. Es ist selbstverständlich, dass die Reibung der Winde an der Erdoberfläche die Bewegung der Cyklone hemmt und ihre Ausfüllung beschleunigt. Die Cyklonen behalten auch ihre Kraft beim Gang über dem Meer, sie werden dort sogar verstärkt, falls die Temperaturverhältnisse dafür günstig sind, sobald sie aber über feste Erdoberfläche hingewandert sind, nehmen sie gewöhnlich an Stärke ab und vergehen allmählich.

Das Wetter in der Nähe der Cyklonen. Bevor die Gesetze der Bewegungen der Cyklonen bekannt waren, suchte man alle meteorologischen Erscheinungen, wie Barometerdruck, Temperatur, Feuchtigkeit u. s. w., die sogenannten meteorologischen Elemente, mit der Windrichtung in Zusammenhang zu bringen. Es war ja selbstverständlich, dass, sobald der Wind aus einer wärmeren Gegend weht, welche nicht allzu trocken ist, er höhere Temperatur und Feuchtigkeit mitführen muss, und bei Abkühlung zu Wolkenbildung und Niederschlag führen kann. Man konstruierte für die verschiedenen Beobachtungsstationen, um die gefundenen Regelmässigkeiten darzustellen, eigenartige Diagramme, sogenannte Wind-Rosen, z. B. die barische Wind-Rose, die thermische Wind-Rose u. s. w., welche

den Zusammenhang zwischen der Windrichtung und den meteorologischen Elementen, wie Barometerdruck, Temperatur u. s. w. angeben sollten. Diese Wind-Rosen können wohl zur Kennzeichnung des Wetters dienen; seitdem aber die Windrichtungen als von dem Barometerdruck abhängig erkannt worden sind, benutzt man die Wind-Rosen zur Charakterisierung des Wetters ziemlich wenig, und man hat statt dessen angefangen, die Verteilung der meteorologischen Elemente in der Umgebung der barometrischen Maxima und Minima, welche als primäre Erscheinung betrachtet werden, zu studieren. Als Beispiel der alten Doveschen Darstellung mögen die barischen und thermischen Wind-Rosen für Mittel-Europa angeführt werden, welche die Abweichungen des Luftdruckes in mm, der Temperatur in Grad C., von dem Mittelwert bei verschiedenen Windrichtungen angeben.

		N	NE	E	SE	S	SW	W	NW	Schwankung
barische Rose	Winter	1,9	**2,7**	1,9	−0,1	−2,0	*−2,7*	−1,8	0,0	5,4 mm
	Sommer	**2,0**	1,9	0,8	−0,6	−1,7	*−1,8*	−0,8	0,9	3,8 „
thermische Rose	Winter	−3,0	*−3,9*	−3,2	−1,3	1,3	**3,1**	2,4	−0,4	7,0° C.
	Sommer	−0,1	0,9	1,7	**2,2**	1,7	0,2	−1,0	*−1,0*	3,2 „

Wenn man jetzt die Lage eines Ortes in Bezug auf die nächstliegende Cyklone kennt, so ist damit auch die Windrichtung am selben Ort mit recht grosser Genauigkeit gegeben und ebenso die Abweichung der Temperatur, Feuchtigkeit u. s. w. von dem für den Ort und die Jahreszeit normalen Wert. Weiter kann man mit recht grosser Wahrscheinlichkeit die Bewegungsrichtung des Sturm-Centrums und damit die wahrscheinliche Änderung des Wetters in der nächsten Zeit vorhersagen.

Eine kurzgefasste Übersicht dieses Zusammenhanges, welche sehr stark von lokalen Umständen, wie Lage des Meeres oder Bergketten in der Nähe, abhängt, möge hier gegeben werden.

Die Form der Isobaren um ein Minimum ist meistens elliptisch mit einem Verhältnis der Achsen gleich etwa 1,8. Die mittlere Richtung der längeren Achse geht in Nordamerika und über dem Atlanten nach N 35° E, in Europa nach NE bis E. Der mittlere Durchmesser des Minimums, von 760 mm ab gerechnet, ist in Nordamerika über 1200, auf dem Atlanten etwa 1600 km. Durch Aufeinanderfolge mehrerer Minima können Depressionsgebiete von 10000 km Weite entstehen.

Die Isobaren liegen in Westeuropa gewöhnlich am dichtesten auf der Südseite der Cyklonen, in Amerika und Russland dagegen auf der

Westseite. Der Gradient ist im Mittel am grössten in einer kleinen Entfernung vom Centrum, wie folgende Tabelle von Kassner zeigt.

Entfernung vom Centrum	0—111,	111—222,	222—333,	333—444,	444—555 km
Mittlerer Gradient	2,7	3,2	2,9	2,7	2,8 mm
Entfernung vom Centrum	555—667,	667—778,	778—889 km		
Mittlerer Gradient	2,3	2,3	2,2 mm		

Die Windstärke hängt von der Grösse des Gradienten ab, ist also im allgemeinen am grössten auf der Süd- und West-Seite der Cyklone. Die Windstärke ist ferner da am grössten, wo die Zugrichtung der Cyklone mit der vorherrschenden Windrichtung zusammenfällt (im Sektor VII der Figg. 213 und 214).

Der Ablenkungswinkel der unteren Winde ist oben in Bezug auf die Lage zur Zugrichtung der Cyklone angegeben. Für die verschiedenen Weltgegenden gelten folgende Daten.

	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW	Mittel
Nordatlant	76	*71*	74	81	79	**90**	**90**	79	80°
West- und Nord-Europa	63	*59*	61	61	67	70	72	**76**	68°
Mittel-Europa	34	43	45	48	**56**	51	40	*33*	44°
Vereinigte Staaten . .	*31*	—	43	—	58	—	40	—	43°
Schneekoppe 1600 m . .	66	98	**100**	81	67	66	52	*51*	74°

Der Ablenkungswinkel ist um so grösser, je geringer die Reibung, am grössten über den Atlanten (80°) und danach auf Höhenstationen (Schneekoppe 74°), am geringsten über dem Binnenland (Vereinigte Staaten 43° und Mitteleuropa 44°); die Küstenländer nehmen eine Mittelstellung ein. Kassner fand den grössten Ablenkungswinkel über dem Land in der westlichen, über dem Meer in der östlichen und südlichen, an der Küste in dem südlichen Quadranten. Dies hängt offenbar mit der Grösse des Gradienten in den verschiedenen Quadranten zusammen.

Der Ablenkungswinkel ändert sich wenig mit der Entfernung vom Centrum (vgl. S. 698), er ist meistens im Sommer etwas grösser als im Winter (in Europa im Mittel um etwa 3°), er wächst mit der Windstärke und folglich mit dem Gradienten, so z. B. fand Spindler für Liban:

Mittlerer Gradient . . .	1,54	1,99	2,56 mm
Mittlere Windstärke . . .	7,2	13,3	21,4 m pro Sek.
Mittlerer Ablenkungswinkel	61	64	70°

Im Schwarzen und Azowschen Meer ist der Gradient im Herbst und Winter bedeutend grösser als im Frühling und Sommer (2,3 bezw. 1,7 mm), womit auch entgegen der oben angeführten Regel der Ablenkungswinkel parallel geht (80^0 bezw. 78^0).

Auf der Äquatorseite (Sektoren VI—VIII) der Cyklonen dreht sich der Wind mit der Sonne (nach rechts), auf der Polarseite (Sektoren II—IV) dagegen gegen die Sonne (nach links) (vgl. Fig. 213).

Die Minima sind von charakteristischen Wolkenbildungen und Niederschlägen begleitet. Ihre Verteilung um das Minimum herum hängt

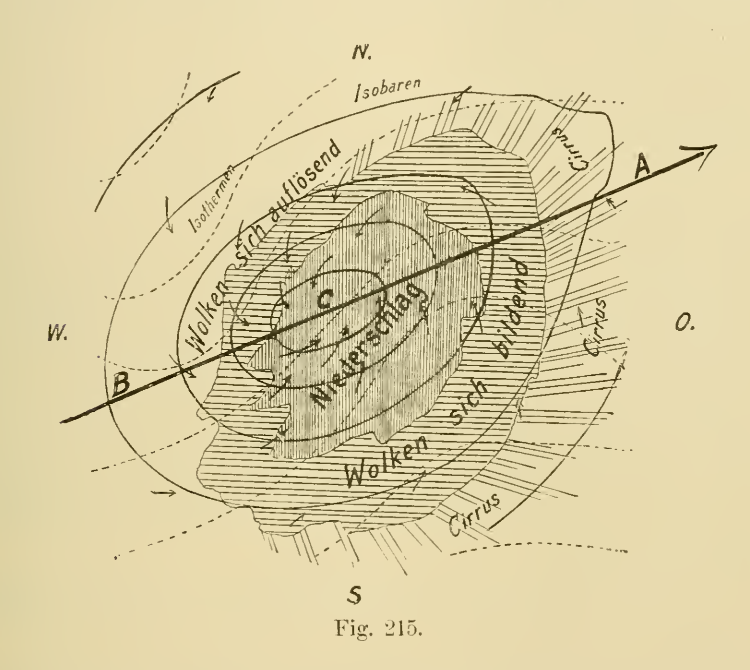


Fig. 215.

sehr von lokalen Umständen und den Jahreszeiten ab. So z. B. führen die östlichen Winde auf der Ost- und Nordseite des Minimums an der amerikanischen Ostküste Niederschlag mit, weil sie vom Atlanten kommen. In Europa sind dagegen die Südwinde und Westwinde (besonders im Winter) warm und feucht und führen Niederschlag auf der Südwest-, Süd- und Südostseite der Depression mit. Auf der Nordseite der Alpen sind die Süd- und Südostwinde trocken, auf der Südseite dagegen die Nord- und Nordostwinde wie gewöhnlich in Europa. Fig. 215 stellt die Verteilung der meteorologischen Elemente um ein nach NE hinwanderndes Barometerminimum dar. Mit Hilfe dieser Figur ist es leicht, sich über

die Wolken- und Niederschlagsverhältnisse beim Vorüberziehen eines Minimums zu orientieren.

Das Minimum ist von einer Wolkendecke begleitet, welche in Europa die grösste Ausdehnung nach SE besitzt, wo die warmen feuchten Süd- und Westwinde aufsteigen. Auf der Vorderseite ist es von einem Cirrus-Schirm umgeben, welcher schon vor dem Barometerfall als Vorbote des annahenden Minimums erscheint. Näher beim Minimum gehen die Cirri in Cirro-Strati und weiter hinein in dicke Alto-Strati über. Unter diesen erscheinen dann Fracto-Nimbi, die weiter gegen das Centrum in Regenwolken, Nimbi, übergehen. Der Niederschlag fällt in der Mitte und auf der Vorderseite der Depression. Auf der Hinterseite strömen kühle, trockne Winde herein, welche die Wolken auflösen.

Da der Ablenkungswinkel mit der Höhe zunimmt, wandern die Wolken, wenn man dem Winde den Rücken dreht, etwas nach rechts und dies um so mehr, je höher sie gehen. Der mittlere Winkel zwischen Windrichtung und Wolkenzug beträgt für Cumuli 14,5^0, für Cirro-Strati 23^0 und für Cirri 30^0. Die Cirruswolken divergieren von dem Barometerminimum hinaus. Die mittlere Bewegungsrichtung der Luftmassen fällt nahezu mit derjenigen der Isobaren zusammen. Das Fehlen der Cirri auf der Hinterseite der Cyklonen deutet auf eine absteigende Bewegung der Luft hin.

Lokale Winde: Föhn, Bora, Mistral, Scirocco u. s. w. Die Luftdruckverteilung, welche von der Lage der Cyklonen und Anticyklonen abhängig ist, kann bisweilen heftige Stürme verursachen, denen lokale Verhältnisse, besonders Richtung und Höhe der Gebirgsketten, Eigentümlichkeiten erteilen.

Sie unterscheiden sich von den oben genannten periodischen Winden dadurch, dass die Bedingungen für ihre Entstehung nur gelegentlich verwirklicht sind und nicht zu regelmässigen Zeiten wiederkehren.

Der bekannteste dieser lokalen Winde ist der in den Alpen häufig vorkommende Föhnwind. Wenn über Deutschland ein Minimum, über der lombardischen Ebene ein Maximum des Luftdruckes liegt, so fliesst die Luft nach Norden über die Alpen hinüber. Beim Aufstieg an den südlichen Abhängen der Alpen kühlt sich die meist sehr feuchte Luft ab und giebt gewaltige Regenschauer ab. Die Abkühlung beträgt dabei etwa 0,4—0,5^0 C. pro 100 m. Wenn dieselbe Luft auf der Nordseite der Alpen wieder hinunter sinkt, steigt ihre Temperatur aber viel schneller — um etwa 1^0 C. pro 100 m — als sie auf der Südseite gesunken. Die Luft kommt demnach in den mittleren und nördlichen Thälern der

Alpen, besonders Wallis, Nordostschweiz und Vorarlberg, wärmer an als sie am Südabhang dieser Bergkette aufgestiegen ist. Auf diese Weise entstehen plötzliche Temperatursteigungen von bis 10—12° C. und mehr, welche bei der Trockenheit der Luft eine ausserordentlich starke Verdunstung und ein geschwindes Abschmelzen des Schnees hervorrufen. Die Temperatur steigt dabei mitten im Winter auf 15—22° C., die Feuchtigkeit sinkt häufig auf 30 Proz., bisweilen sogar unter 10 Proz. (Bludenz 31. Jan. 1869 6^h V. M. 6 Proz.). Die starken, plötzlichen Schneeschmelzen verursachen häufig verheerende Überschwemmungen und bisweilen noch gefährlichere Erdrutsche. In den engen Thälern des Rheins, der Linth, der Reuss und der Rhône entwickelt sich der Föhn bisweilen zum Orkan. Durch seine Wirkungen und durch die Berührung mit dem kalten Boden verliert der Föhn bald seine Eigentümlichkeit und beim Austritt in die deutsche Ebene ist er gewöhnlich in einen normalen Südwind verwandelt.

Der Föhn kann auch entstehen, ohne dass der Wind von jenseits der Alpen kommt, es genügt häufig, dass er unter dem Einfluss einer gewöhnlich im Nordwesten liegenden Barometerdepression von den Bergkämmen der Alpen hinunterfliesst. Im Frühjahr, der Jahreszeit, in der der Föhn am gewöhnlichsten auftritt, ist der Temperaturunterschied in verschiedenen Höhen in den Alpen relativ gering und ein Herabsinken der Luft genügt, um ihr eine hohe Temperatur zu verleihen. Aus diesem Grund ist der Föhn im Frühling am gewöhnlichsten, im Sommer am seltensten. So kommen in der Schweiz auf 40,9 Föhntage pro Jahr 9,1 im Winter, 17,3 im Frühling, 4,9 im Sommer und 9,6 im Herbst vor. Zu Bludenz sind die entsprechenden Ziffern 10,6, 8,2, 3,1 und 10,0, zusammen 31,9 und zu Innsbruck 9,5, 17,0, 5,0 und 11,1, zusammen 42,6.

Auch auf der Südseite der Alpen tritt sogenannter Nordföhn auf, falls über dem Mittelmeer niedriger Luftdruck oder in den nördlichen Alpen hoher Luftdruck herrscht.

Der Föhnwind verläuft oft stossweise oder in kleinen Wirbeln, wodurch in den Wäldern mächtige Verheerungen entstehen.

Föhnähnliche Winde kommen in mehreren Gegenden vor, beispielsweise in dem Felsengebirge Nordamerikas, an der Westküste Grönlands.

Der Scirocco-Wind auf Nord-Sicilien, in Süd-Italien und besonders an der Nordküste Algiers und Tunesiens, zeigt grosse Ähnlichkeit mit dem Föhn; er steigt die Bergabhänge herunter und ist sehr trocken und ausserordentlich heiss. In anderen Fällen, wenn der Föhn-ähnliche Wind

direkt von dem Meer kommt, ist er feucht und verdankt seine Hitze den heissen Gegenden, aus welchen er stammt.

Bisweilen kommt die herabsteigende Luft aus einem so stark abgekühlten Hinterlande, dass sie trotz ihrer Erwärmung beim Abstieg starke Kälte mitbringt, dann nämlich, wenn ein kaltes Hochland steil gegen ein warmes (auf der nördlichen Halbkugel) südlich davon gelegenes Meer abfällt. Dies ist an der istrianischen Küste unter dem Karst, bei Novorossisk am schwarzen Meer, unter dem Kaukasus und an der provençalischen Küste unter den Seealpen und den Cevennen der Fall. Die betreffenden Winde werden Bora und Mistral genannt. Sie treten besonders häufig dann auf, wenn über dem Hinterland ein Barometermaximum mit starker Kälte liegt. Diese Winde kommen mit heftigen Stössen, Mazelle hat solche von 50—60 m Geschwindigkeit pro Sek. zu Triest konstatiert, obgleich die damals beobachtete Bora nicht unter den heftigsten war. Der heftige Wind treibt alles ins Meer, Eisenbahnwagen werden bisweilen von dem Mistral umgestürzt; bei Bora spannt man in Triest Seile längs des Hafens aus, um zu verhüten, dass Menschen ins Meer geweht werden. Die heftigen Windstösse zerpeitschen die Wellen, sodass über dem Meer eine Art von Nebel liegt. Bei Novorossisk frieren die hinaufgeschleuderten Wellen bei der starken Kälte in der Takelung der Schiffe und bringen sie fast zum Versinken im Hafen.

Diese Winde haben ein Maximum am Vormittag, ein Minimum um Mitternacht; sie laufen dem Temperaturunterschied zwischen dem warmen Meer und dem kalten Land parallel. Sie sind dementsprechend auch im Winter am heftigsten.

Diese Winde erstrecken ihre Wirkungen nicht sehr weit auf das Meer hinaus. Eine niedrige Küstenstrecke von einiger Breite vermildert sie auch beträchtlich.

Tropische Cyklonen und Typhonen. In den Tropen ist der Gang des Barometers sehr regelmässig, er wird nur äusserst selten durch das Vorüberziehen eines Barometerminimums gestört. Die Barometerminima in diesen Gegenden haben eine relativ geringe seitliche Ausdehnung, die Wirbelbewegung in ihnen ist dafür um so heftiger und sie stellen grosse Verheerungen auf dem Meer und an den Ufern an. Sie werden Cyklonen oder Typhonen genannt, den letzten Namen tragen sie in den ostasiatischen Fahrwässern. Sie sind sehr selten. In Westindien kommen jährlich 2 bis 3 vor, im bengalischen Meerbusen 2, im südindischen Ocean 9, im südlichen Stillen Ocean (neue Hebriden bis Samoa) 4. Doberck rechnet

jährlich 19 Typhonen. Die Häufigkeit der Stürme ist nach Maury folgende (auf 1000 Beobachtungen):

Breite	Häufigkeit
0—5 °	0,6
5—10	1
10—15	8
15—20	11
20—25	19
25—30	32
30—35	77
35—40	131
40—45	105
45—50	140
50—55	160
55—60	265

Es ist nur ein quantitativer Unterschied zwischen diesen eng begrenzten Wirbeln und den in unseren Gegenden gewöhnlichen von etwa 10 mal so grosser Ausbreitung. Man hat auch Fälle verfolgt, in welchen von Süden kommende heftige Cyklonen sich zu weitumfassenden Barometerminimis in nördlicheren Gegenden entwickelt haben. Man hat deshalb auch den Namen Cyklone auf die in temperierten Gegenden gewöhnlichen Wirbelstürme übergetragen. Die ursprünglich sogenannten Cyklonen werden jetzt als „tropische Cyklonen" bezeichnet.

Zufolge ihrer starken Konzentration weisen die tropischen Cyklonen ungewöhnlich grosse Gradienten auf. In einer Cyklone, die am 1. Okt. 1866 die Bahama-Inseln passierte, war der Druck im Centrum 703 mm und in 460 km Entfernung 754 mm, das Barometer sank 18 mm in einer Stunde und Gradienten bis zu 13—14 wurden beobachtet. In einer Cyklone vom Mai 1881, die im arabischen Meer auftrat, wurde ein Maximalgradient von 38 mm berechnet (in 56 km Entfernung vom Centrum). Für andere Entfernungen wurden folgende Mittelwerte gefunden.

Entfernung . . .	0—80	80—160	160—240	240—320	300—500	km
Gradient . . .	16,3	7,9	3,7	2,3	2,0	mm
Ablenkungswinkel	77	51	53	61	62	°
Windstärke . .	10,1	9,7	8,5	6,8	7,5	Beaufort.

Nach den Wirkungen der Cyklonen zu urteilen — Gebäude werden umgestürzt, Bäume entlaubt und entwurzelt, die ganze Vegetation wie vom

45*

Feuer weggefegt — erreicht in ihnen die Windgeschwindigkeit mehr als 50 m pro Sek. Am 20. Okt. 1882 ging eine Cyklone über Manila, wo das Barometer in anderthalb Stunden von 745 auf 728 mm fiel, und das Anemometer eine Windgeschwindigkeit von 54 m pro Sek. registrierte, bevor es durch eine vom Sturm losgerissene Palme zerbrochen wurde. Bei der Cyklone vom 22. Sept. 1885 zu Falsepoint wurde 689,2 mm Druck beobachtet, zu Apia am 6. April 1850 sogar 687 mm, woran jedoch eine unbekannte Korrektion anzubringen ist. Dies sind die niedrigsten an der Meeresoberfläche beobachteten Luftdrucke.

Ebenso wie die gewöhnlichen Cyklonen enthalten diese heftigen eine mittlere Gegend der Windstille, welche das „Auge des Sturmes" genannt wird. Der Durchmesser dieses Windstillengebietes erreicht 25 bis 50 km. Nur in der Mitte desselben herrscht vollkommene Windstille, die anderen Teile sind durch eine relative Windstille oder durch Windstösse aus verschiedenen Richtungen ausgezeichnet.

Die Luftmassen, welche sich dem Centrum des Sturmes nähern, werden zufolge der stetig zunehmenden Krümmung ihrer Bahn durch eine immer zunehmende Centrifugalkraft von der Mitte abgelenkt und ziehen sich während des Kreisens um den Mittelpunkt in die Höhe.

Auch in diesem Fall sind trotz der im Vergleich zu den gewöhnlichen Cyklonen stark reduzierten Querdimensionen des Wirbels die vertikale Komponente der Bewegung im Verhältnis zur horizontalen recht unbedeutend. Trotzdem ist die aufsteigende Bewegung sehr schnell, denn wenn z. B. die vertikale Geschwindigkeit nur 5 Proz. von der horizontalen ausmacht, und diese 40 m pro Sek. beträgt, so wird sie 2 m pro Sek. In einer Stunde wären demnach über 7 km — das ist nach der Schätzung von Doberck die mittlere Höhe der tropischen Cyklonen, vermutlich erreichen sie diese Höhe aber selten — in vertikaler Richtung zurückgelegt. Diese aufsteigende Bewegung veranlasst eine ausserordentlich starke Wolkenbildung rund um das Centrum herum und damit verbunden, äusserst heftige Regengüsse. Im Centrum selbst ist bisweilen der Himmel heiter oder die Wolken sind viel weniger dicht als in der Umgebung.

Die starke Kondensation des Wasserdampfes bewirkt, dass die vertikale Abnahme der Temperatur in der Cyklone sehr gering ist und sich geringer erhält als in der Umgebung, wodurch eine stetige saugende Wirkung der Cyklonenmitte beibehalten wird, und die Cyklone sich erhält.

Diese Dauerhaftigkeit der tropischen Cyklonen ist übrigens recht unbedeutend, sobald sie festen Erdboden mit grösserer Reibung erreichen.

Auch sind relativ unbedeutende Höhenzüge so grosse Hindernisse für sie, dass sie sich daran bald auflösen. Man schliesst hieraus, dass die tropischen Cyklonen eine erheblich geringere Mächtigkeit in vertikaler Richtung als die aussertropischen besitzen. Wenn sie nach höhere Breiten gelangen, vergrössern sich auch ihre Höhendimensionen.

Die tropischen Cyklonen entstehen, wie die Beobachtungen der indischen Meteorologen zeigen, wenn über dem Meer die Luftdruckverteilung kein entschiedenes Gepräge besitzt. Nach den Beobachtungen über bengalische Cyklonen entstehen sie in einem Windstillengebiet, das zwei verschiedene Windsysteme trennt. Es können unter solchen Verhältnissen ungleichmässig gerichtete Gradienten vorkommen, wodurch die Luftmassen in eine drehende Bewegung geraten. Dadurch entwickeln sich Fliehkräfte, welche eine saugende Wirkung im Centrum hervorrufen, wodurch neue Luftmassen hineingezogen werden. Wegen der geringen ablenkenden Wirkung der Erddrehung in den äquatorialen Gegenden können die Luftmassen ganz nahe an das Centrum herankommen, und zufolge der lange wirkenden Beschleunigung durch die Gradienten, auch wenn diese unbedeutend sind, eine starke Geschwindigkeit erhalten.

Helmholtz hat ein sehr anschauliches Bild gegeben, wie er sich die Entstehungsweise der Cyklonen vorstellte. Ein cylindrisches Gefäss, dessen Boden in der Mitte mit einem Loch versehen ist, ist mit Wasser gefüllt; man bringt das Wasser, während das Loch durch einen Pfropfen geschlossen sein mag, in mässige Drehung und zieht nun den Pfropfen aus, so fliesst das Wasser in der Nähe des Lochs aus. Dasselbe wird durch Wassermassen von mehr peripherischen Teilen des Gefässes ersetzt, welche grössere Geschwindigkeiten besitzen, die während des Strömens noch zunehmen. Wenn diese Wassermassen im Centrum angekommen sind, haben sie eine solche Fliehkraft, dass sich über dem Loch eine wasserleere Röhre bildet, die sich oben trichterförmig erweitert. Nur sehr wenig Wasser fliesst durch das Loch hinaus, und zwar solches, das durch Reibung am Boden seine Geschwindigkeit und damit Fliehkraft eingebüsst hat.

In den Cyklonen steigt ein Teil der Luft in der Nähe des Centrums auf, da die heftige Kondensation in den oberen centralen Schichten relativ hohe Temperatur hervorbringt.

Die tropischen Cyklonen bewegen sich in der Nähe des Äquators nach W mit einer polwärts gerichteten Komponente. In der Nähe der Wendekreise geht die Richtung nach W in eine solche nach E über.

Die polwärts gerichtete Komponente bleibt bestehen. Die Folge davon ist, dass die Bahnen der tropischen Cyklonen eine gebogene Gestalt, die derjenigen einer Parabel ähnelt, erhalten.

Die nach dem Pole gerichtete Komponente erklärt Ferrel so, dass auf der polaren Seite der Cyklone die zuströmende Luft stärker durch die Erddrehung abgelenkt wird als auf der äquatorialen Seite. Die Cyklone füllt sich deshalb auf der äquatorialen Seite rascher mit Luft als auf der polaren, woraus eine gegen den Pol gerichtete Bewegung des Barometerminimums resultiert. Die andere Komponente rührt von der vorherrschenden Windrichtung in der Umgebung her, ist also in dem Gebiete der Passaten nach Westen gerichtet, in höheren Breiten dagegen nach Osten.

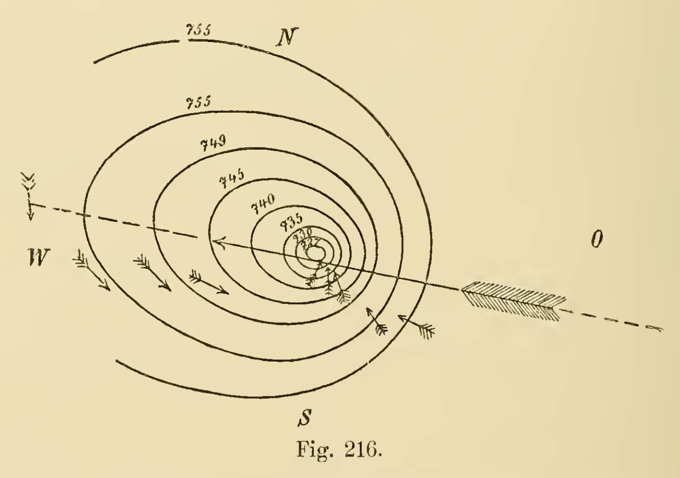


Fig. 216.

Der Ablenkungswinkel erreicht in den tropischen Cyklonen ungefähr denselben Wert wie in den aussertropischen. Er wechselt etwas mehr, zwischen etwa 36° und 92°, je nach der Lage des Quadranten, um einen Mittelwert von etwa 60° nach den Messungen, die in Cyklonen am bengalischen Busen gemacht worden sind. Wegen der relativ geringen Ausbreitung der tropischen Cyklonen sind sie ziemlich gleichmässig nach allen Seiten ausgebildet und speziell ist die Temperaturverteilung um das Centrum eine symmetrische. Aus diesem Grund sind sie leichter theoretisch zu behandeln, wie die aussertropischen Wirbel. Die Isobaren können nach Abercromby als Ellipsen dargestellt werden mit einem Achsenverhältnis 3:2 (Fig. 216).

Die tropischen Cyklonen führen durch die Heftigkeit ihrer Winde und durch den stürmischen Aufruhr der Wellen die Schiffe in ernstliche

Gefahren. Bei dem regelmässigen Gang des Barometers in den Tropen ist jedes abnorme Sinken des Luftdruckes ein Warnungszeichen, das die Nähe einer Cyklone verkündet. Nach Piddington entspricht:

Barometerfall pro Stunde	Entfernung vom Centrum
0,5—1,5 mm	500—300 km
1,5—2 „	300—200 „
2 —3 „	200—150 „
3 —3,8 „	150—90 „

Aus der Windrichtung bildet man sich nach dem Buys-Ballotschen Windgesetz eine Vorstellung über die Lage des Cyklonen-Centrums Dabei achtet man auch auf den Gang der Wolken in mittlerer Höhe, welche sich nahezu tangential zum Umkreise der Cyklone bewegen. Cirrus-Wolken umgeben die tropischen Cyklonen auf allen Seiten, während sie ausserhalb der Tropen nur auf der Vorderseite vorkommen. Die Cirrus-Streifen gehen bei den tropischen Cyklonen radial vom Centrum aus, was für die Beurteilung seiner Lage sehr wertvoll ist. Das Wolkenschild über der Cyklone hat einen Durchmesser von 1000—1500 km, wobei die Cirrus-Wolken weiter verbreitet sind als das niedere Gewölk. Die Wolkenbank ist dem Segler in 500—600 km Entfernung sichtbar. Die indischen Cyklonen führen starke Gewitter an allen Seiten, die westindischen sehr selten auf der Vorderseite. Auf der Nordhalbkugel wehen die Winde auf der rechten Seite der Cyklonenbahn in derselben Richtung, wie die Cyklone sich bewegt, deren Bahn, wie oben angegeben, recht regelmässig verläuft und deshalb ziemlich genau berechnet werden kann. Lenzt man also auf dieser Seite vor dem Winde, so läuft man Gefahr, in die Cyklonenbahn hineinzugeraten. Diese Seite wird deshalb die „gefährliche“ genannt. Das Centrum der Cyklone ist für den Segler sehr gefährlich, teils durch die heftige Kreuzsee, die infolge des verschieden gerichteten Wellengangs dort herrscht, teils wegen der Windstille, die die Segelschiffe vollkommen hilflos lässt.

Auf der linken Seite der Cyklone dagegen wehen die Winde in entgegengesetzter Richtung zu derjenigen, in der die Cyklone fortschreitet. Diese Seite wird deshalb die „fahrbare“ genannt. Die Windstärke ist dort auch viel geringer als auf der rechten Seite. Wenn ein Segler in die gefährliche Seite hineingeraten ist, muss er bestrebt sein, sich in senkrechter Richtung zur Cyklonenbahn zu entfernen. Er muss deshalb den Wind von der rechten Seite des Schiffes nehmen. Auf

der linken Seite der Cyklonenbahn ist es jedenfalls auch ratsam, von dieser abzusteuern, wobei der Wind von der linken Seite des Schiffes wehen muss. Auf der südlichen Halbkugel sind die Steuerregeln umgekehrt.

Bei dem Nahen einer Cyklone gegen die Küste steigen die Wellen über die Küstenniederung und können viel schlimmer verheerende Überschwemmungen hervorrufen als der eigentliche Wolkenbruch in der Cyklone, der bisweilen 250—400 mm Regen giebt. So z. B. hoben sich die Wogen unter einer Cyklone vom 1. Nov. 1876 3—14 m hoch über das grosse Ganges-Delta, wobei 7800 km² überschwemmt wurden und

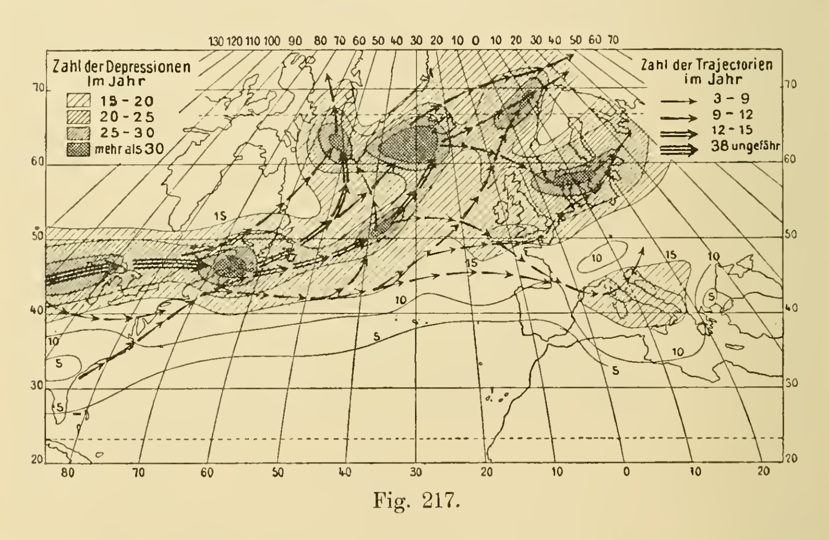


Fig. 217.

mehr als 100 000 Menschen den Tod fanden. Noch mehr Menschen (125 000) starben später an Hunger und Cholera. Eine ähnliche Sturmwelle zerstörte Galveston in Texas am 8. Sept. 1900. Als Vorboten der tropischen Cyklonen gelten Barometerfall, schwüle Luft, eine eigentümliche ziegel- bis kupferrote Farbe des Himmels, Cirrus-Schleier mit Höfen, Dünungen an der Vorderseite oft mehrere Tage vorher, Wolkenbänke mit Blitzen, bis 2—3 Tage vorher.

Die Zugstrassen der Barometerminima. Vergleicht man die synoptischen Karten von verschiedenen kurz nacheinander folgenden Zeiten, so findet man gewisse Regelmässigkeiten in der Art, wie die Cyklonen sich bewegen.

Fig. 217 giebt nach Köppen eine Karte über die nördliche Halbkugel zwischen dem nordamerikanischen Felsengebirge und Ural, auf

welcher die Häufigkeit des Vorkommens von Minimen durch Schraffierung und die Richtung und Frequenz der Zugstrassen durch Pfeile von verschiedener Stärke angegeben sind. Als Oberflächeneinheit ist dabei die von zwei Meridiankreisen, die 10 Längengrade voneinander entfernt sind, und den 50. und 55. Breitegraden eingeschlossene Fläche, als Zeiteinheit das Jahr genommen. Aus dieser Karte ersieht man, dass die Barometerminima südlich vom 30. Breitegrad äusserst selten sind (unter 5 pro Jahr), dass sie ebenfalls nördlich vom 50. Breitegrad auf dem amerikanischen Kontinent und im Osten des europäischen relativ selten vorkommen.

Dagegen giebt es recht scharf begrenzte Maximalgebiete (Häufigkeit über 30): 1) westlich von den grossen amerikanischen Seen, 2) über Neu-Braunschweig (an der Südküste von Canada), 3) westlich von der Südwestküste Grönlands in der Davis-Strasse, 4) zwischen der Südspitze Grönlands und Islands in der Dänemarkstrasse, 5) im Atlanten 51° n. Br. und 38° w. L., 6) ausserhalb der Lofoten-Inseln an der Nordwestküste Norwegens und 7) über Dänemark und Südschweden. Sekundäre Maxima mit einer Häufigkeit zwischen 20 und 25 pro Jahr liegen südwestlich von England und Irland, im Golf von Genua und im Norden des Adriatischen Meeres.

Die Hauptzugstrassen sind folgende: 1) die am meisten frequentierte geht in beinahe westöstlicher Richtung in Nordamerika längs des 46. Breitegrads. In der Nähe von Neufundland teilt sich dieselbe; ein Teil 2) biegt ab gegen Norden zur Davis-Strasse, die Mehrzahl der Cyklonen setzt aber den Weg 3) nach Nordosten gegen Island fort, von wo die Hauptmenge 4) weiter nach Nordosten gegen die Nordküste von Norwegen sich begiebt, während ein geringerer Teil 5) gegen ESE über der Nordsee und 5a) Mittelschweden oder 5b) Jütland und Südschweden gegen die Ostsee hinwandert. Eine relativ geringe Zahl von Cyklonen fängt ihre Laufbahn 6) an der amerikanischen Küste zwischen 30° und 40° n. Br. an, läuft dann längs des 43. Breitegrads über des Atlanten bis zu 45° w. L., danach geht die überwiegende Mehrzahl dieser Cyklonen 7) nach Nordosten ausserhalb den Küsten von Schottland und Norwegen, während eine geringe Zahl derselben 8) durch den englischen Kanal zur Ostsee hinaufdringt oder 9) nach Osten gegen den Busen von Biscaya oder Bretagne und von da zum Golfe von Genua und dem Nordteil des Adriatischen Meeres sich hinbewegt, um von da 10) zum Schwarzen Meere oder 11) nach den Ostseeprovinzen (im Sommer) hinzuwandern.

Die Zugstrasse 4) wird im Herbst und Winter bevorzugt, ebenso die

nahe damit zusammenfallende 7). Die Zugstrasse 5) wird auch im Winter, 5a) im Vorwinter, 5b) im Spätwinter am meisten besucht, die 8) dagegen im Sommer und Herbst, während 9) im Winter die grösste Rolle spielt.

Die Cyklonen meiden die Gebirgsketten. Die Alpen und sogar der hochgelegene Teil Skandinaviens wird von ihnen umgangen, dagegen laufen sie durch die Nordsee über Kattegat und die schwedischen Seen oder über die niedrig liegenden Gegenden Jütlands und Schonens gegen die Ostsee und die finnländischen Seen zum Weissen Meer, oder sie werden nach dem Golf von Genua, dem Adriatischen und Schwarzen Meer abgelenkt.

Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Barometerminima ist je nach den Umständen höchst verschieden und an den Stellen, wo ihre Frequenz Maxima besitzt, zeigen sie eine Neigung zu stocken. Sie beschreiben in diesen Gegenden bisweilen geschlossene Kurven. Für die mittleren Bewegungsgeschwindigkeiten hat man jedoch einige recht ausgeprägte Regelmässigkeiten gefunden.

So ist diese Geschwindigkeit in den Vereinigten Staaten grösser, 11,6 m pro Sek. (= 41,8 km pro Stunde), auf dem Atlanten und in West-Europa viel geringer, 7,8 bezw. 7,5 m pro Sek. (28,1 bezw. 26,9 km pro Stunde), nach Osten wiederum grösser, in Russland 9,4, in Japan 10,5 m pro Sek. (33,9 bezw. 37,8 km pro Stunde.) Sie ist grösser im Winter, 14,2 m in den Vereinigten Staaten, 12,4 m in Japan, 8,2 m im Nordatlanten, 8 m in West-Europa, 10,8 m in Russland, als im Sommer 9,7 bezw. 7,8, 7,4, 6,6 und 8,0 m pro Sek. Man hat stationäre Minima und solche mit einer Geschwindigkeit von 35 m pro Sek. beobachtet. Im allgemeinen ist die Geschwindigkeit auf den frequentiertesten Zugstrassen am grössten.

Die meisten Barometerminima erscheinen in der kalten Jahreszeit. Von 100 Minimen, die über dem mittleren Atlanten zwischen 45° und 60° n. Br. auftreten, fallen auf:

Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
20	17	11	5	2	2	2	3	2	6	13	17

Unter den Minimen, welche nördlich von Schottland sich den Küsten Europas zuwenden, kommen 36 Proz. auf den Winter, 29 Proz. auf den Herbst, 19 Proz. auf den Frühling und 16 Proz. auf den Sommer.

Die jährliche Periode der Cyklonen von langer Dauer ist folgende

	Wint.	Frühl.	Sommer	Herbst	Jahr
Vereinigte Staaten	5,3	3,9	1,2	2,6	13,0
Atlant	8,0	3,9	4,2	5,9	22,0
Europa	6,0	3,9	1,8	3,6	15,3

Die tiefsten Depressionen kommen im Winter, die flachsten im Sommer vor.

Wegen des grossen Einflusses der Cyklonen auf das Wetter hat man sich eifrig bemüht, ihre Tendenz die eine oder andere Bahn einzuschlagen in Zusammenhang mit der Verteilung meteorologischer Elemente zu setzen. Van Bebber hat folgende Regel gegeben: Liegen hoher Luftdruck und hohe Temperatur in derselben Richtung vom Barometerminimum, so verschiebt sich dasselbe in einer zum Druck- und Temperaturgradienten senkrechten Richtung, sodass hoher Druck und Wärme auf die rechte Seite der Bahn zu liegen kommen. Fallen die Gradienten des Druckes und der Temperatur in entgegengesetzte Richtungen, so bewegen sich die Minima nur schwach, werden stationär und ziehen sich in längliche Formen aus. Falls der eine Gradient schwach ausgeprägt ist, so richtet sich die Bewegung der Cyklone nach dem anderen stärker wirksamen Gradienten. Cl. Ley bemerkt eine Tendenz der Richtung der Cyklonenbewegung, einen Winkel von etwa 45° mit dem Gradienten des Temperaturgefälles zu bilden. Bei der Verwendung der van Bebberschen Regel muss man nicht nur auf den Druckgradienten in niedrigeren Luftschichten, sondern auch auf denjenigen in höheren Luftschichten Rücksicht nehmen.

Weil die Temperatur im Mittel nach Süden zunimmt, haben die Bahnen der Cyklonen eine allgemeine Tendenz nach Osten zu gehen. Im Winter liegt für Europa die hohe Temperatur nach Südwesten, senkrecht zu dieser Richtung liegt die Zugstrasse 9 über Frankreich oder in den Biscayabusen hinein, die im Winter häufig eingeschlagen wird. Im Sommer ist dagegen Russland stark erwärmt, was der Zugstrasse 11 entspricht. Der Verlauf der Isobaren im Winter zeigt einen ausgesprochenen Parallelismus mit den winterlichen Zugstrassen über dem Atlanten und längs der norwegischen Küste.

Die tropischen Cyklonen entstehen gewöhnlich an der Grenze zwischen dem äquatorialen Windstillengebiet und den Passatgegenden. Sie folgen den atmosphärischen Bewegungen in den unteren Luftschichten. Im Nordatlanten weht der Wind in einem grossen Wirbel, die Cyklonen folgen dieser Bewegung und folgen an der westindischen Seite den Isobaren, die das südatlantische Barometermaximum umschliessen. Dadurch erhält ihre Bahn eine parabolische Krümmung (vgl. S. 709). Dieselbe Form zeigen auch die Cyklonen im Indischen Ocean häufig. Bisweilen beschreiben sie aber Bahnen von sehr verwickelter Form, z. B. mit ge-

schlossenen Schlingen (z. B. die Cyklone, welche Manila am 5. Nov. 1882 überschritt).

Die Bahngeschwindigkeit der tropischen Cyklonen ist sehr wechselnd; im allgemeinen ist sie geringer als diejenige der aussertropischen Wirbeln. Sie erreicht im Mittel etwa 6,5 m pro Sek. bei den westindischen, 4 m pro Sek. bei den asiatischen Cyklonen.

Die tropischen Cyklonen zeigen im allgemeinen einen sehr ausgeprägten jährlichen Gang mit einem Maximum zur heissesten Jahreszeit, wie die folgende Tabelle zeigt:

	Br.	Jan.	Feb.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
Antillen . . .	20° N.	2	1	3	—	—	2	13	27	24	19	6	3
Chinesische See	15° N.	1	—	—	2	4	6	19	22	26	11	6	3
Golf v. Bengalen	15° N.	2	—	1	8	18	9	3	3	5	27	16	8
Omansches Meer	15° N.	3	—	1	15	20	28	—	2	5	7	16	3
Südind. Ocean .	20° S.	24	25	18	12	4	1	—	—	—	1	5	10
Südteil d. Stillen Oceans	20° S.	29	19	28	5	1	—	—	—	1	1	4	12

Über den beiden Meerbusen östlich und westlich von der vorderindischen Halbinsel ist die allgemeine Regel durchbrochen, es zeigen sich dort zwei Maxima im Frühling und Herbst. Dies beruht darauf, dass in diesen Jahreszeiten ein Übergangszustand zwischen den entgegengesetzt gerichteten Winter- und Sommer-Monsunen mit häufiger Windstille besteht. Die anderen Cyklonenmaxima begleiten den Eintritt der äquatorialen Calmen in den betreffenden Gegenden im Sommer. Im Atlanten südlich vom Äquator kommen keine Cyklonen vor, weil die äquatorialen Calmen sich nie dahin erstrecken. Die anticyklonalen Calmen der Rossbreiten geben aus leicht verständlichen Gründen zu Cyklonen keinen Anlass.

Anticyklonen. Wie rund um ein Barometerminimum eine Cyklone mit auf der Nordhalbkugel linksdrehenden, nach innen konvergierenden Winden entsteht, so bildet sich um ein Barometermaximum eine sogenannte Anticyklone mit rechtsdrehenden, an der Erdoberfläche divergierenden Winden aus, die im Gegensatz zu den Winden im Cyklonensystem recht schwach sind. Dies beruht darauf, dass der Gradient in den Anticyklonen meistens (besonders im Centrum) relativ gering ist, oder mit anderen Worten daselbst die Isobaren wenig dicht liegen, was mit der gewöhnlich grossen Ausbreitung der Anticyklonen zusammenhängt). Die gut begrenzten Anticyklonen besitzen meist

eine elliptische Form mit dem mittleren Achsenverhältnis 1,8 bis 1,9. Die Richtung der grossen Achse ist in Amerika im Mittel NE, in Europa und über dem Atlanten N 75° E, also nahezu nach Ost. Die Entfernung zwischen den Centren benachbarter Cyklonen und Anticyklonen ist in Amerika und auf dem Atlanten etwa 3800 km. Der mittlere Durchmesser der europäischen Anticyklonen (von 762 mm ab gerechnet) beträgt nicht weniger als 5000 km in nordsüdlicher, 7800 km in westöstlicher Richtung. Sie treten am häufigsten im Winter (Dez.—Jan. weist 79 Proz. derselben auf, dabei wurden nur Maxima von 787 mm ab mitgerechnet).

Die Anticyklonen verleihen oft der Witterung einen ausgesprochenen Charakter, weshalb ihre Eigenschaften eingehenden Studien unterworfen wurden. Man unterscheidet zwei Arten von Anticyklonen. Einerseits kommen grosse Anticyklonen vor, in denen die Luft langsam über einer grossen Fläche hinabströmt, oft zufolge starker Kälte. Sie sind relativ stetig und lagern häufig während mehrerer Tage oder Wochen über derselben Gegend. Von dieser Art sind die grossen Winter-Anticyklonen in Nord-Asien und solche Erscheinungen sind in Europa, besonders im Winter, nicht selten. Es sind dies die eigentlichen typischen Anticyklonen.

Andererseits giebt es auch, besonders in Nord-Amerika, kleine Anticyklonen, ausgebildet zwischen zwei Cyklonen, die sich in kurzem Abstand folgen. In diesen Maximis strömt die Luft herunter, welche in den nahe gelegenen Minimis hinaufströmt. Sie sind deshalb als eine Art Folgeerscheinungen der Minima anzusehen, deren Charakter, recht dicht liegenden Isobaren und relativ heftige Winde, sie teilen. Sie wandern auch relativ schnell mit den Cyklonen vorüber. Sie haben meist eine unregelmässige, oft bandförmige Gestalt.

In den eigentlichen grossen Anticyklonen herrscht eine grosse Ruhe der Luft und in ihren mittleren Teilen vollkommene Windstille. Der Himmel ist bei der absteigenden Bewegung der Luft ganz heiter und die Luft trocken, was im Winter eine heftige Ausstrahlung der Wärme zur Folge hat. Die abkühlende Wirkung der Ausstrahlung erstreckt sich auf die niederen Luftschichten, und dort bilden sich, wenn die Verdunstung der Bodenfeuchtigkeit Wasserdampf hingeführt hat, Nebel und niedrige Wolken, ohne dass jedoch Niederschlag eintritt. Die Bergkämme ragen aus diesem Nebelmeer heraus und haben zufolge der adiabatisch sich erwärmenden Luft warmes und zugleich schönes Wetter.

Anticyklonen, die durch strenge Kälte charakterisiert sind, kommen

häufig nach Schneefällen vor, weil der schlecht leitende Schnee die Erwärmung der Erdoberfläche durch Zuleitung von Wärme aus tieferen Erdschichten verhindert. In diesem Fall verdunstet auch kein Wasserdampf aus dem Boden in die niedere Luft und man erhält unter solchen Umständen weder Nebel- noch Wolkenbildung. Die Temperatur sinkt dabei sehr tief unter die normale, besonders in der Nacht. Diese Kälte-Anticyklonen sind nicht so stabil wie die vorhin genannten grossen Maxima. Ein Minimum, das in die Nähe kommt, saugt die untere stark abgekühlte Luft ab, die starke Kälte, welche sich nie sehr weit hinauf erstreckt, verschwindet und damit auch das Maximum selbst.

Die Centra der Anticyklonen wandern wie diejenigen der Cyklonen gegen Osten, aber weniger regelmässig wie diese. In Nord-Amerika kommen sie aus Nordwesten, einige aus Westen und ziehen nach Osten oder Südosten. In Europa ist ihre Zugrichtung folgendermaassen verteilt:

Nach .	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW
Prozent	3	13	**37**	30	10	3	*2*	*2*

Im Winter liegt die Richtung mehr nach Süden, im Sommer mehr nach Norden.

Die meisten europäischen Anticyklonen entstehen in Europa.

Ihre Wanderungsgeschwindigkeit ist geringer als diejenige der Cyklonen. Sie beträgt im Mittel in km pro Stunde in folgenden Ländern:

	Wint.	Frühl.	Sommer	Herbst	Jahr	
Vereinigte Staaten	**42,0**	37,6	*35,7*	38,9	38,6	(= 10,7 m pro Sek.)
Europa	*24,5*	**26,4**	*25,5*	**26,4**	25,7	(= 7,1 „ „ „)

Nach Russel wandern die australischen Cyklonen über dem Indischen Ocean mit einer Geschwindigkeit von 13,7 m, über Australien mit einer von 12 m pro Sek. von West nach Ost. Diese Geschwindigkeit entspricht der mittleren Geschwindigkeit der atmosphärischen Strömung in diesen Gegenden.

Cyklonen wie Anticyklonen wandern in Amerika schneller als in Europa vorüber, deshalb ist dort der Witterungswechsel viel heftiger als hier.

Der Ablenkungswinkel (nach rechts vom Gradienten) und die mittlere Windstärke in der Umgebung des anticyklonischen Centrums geht aus folgender Tabelle hervor:

Sektor der Anticyklone		N	NE	E	SE	S	SW	W	NW	Mittel	
N.-Amerika,	Ablenkungswinkel	59		53		30		*27*		42	⁰
„	Windgeschwindigkeit	2,7		**2,9**		2,7		*2,3*		2,65	m pro Sek.
West- und Mittel-Europa	Ablenkungswinkel	59	*44*	*44*	46	60	**67**	62	60	55	⁰
	Windstärke, Ebene	1,9	1,9	*1,7*	2,0	2,4	**2,6**	2,3	2,0	2,1	m pro Sek.
	„ Höhenort	3,7	3,2	3,0	*2,8*	3,6	**3,7**	3,4	3,5	3,4	„ „ „

In Europa ist der Ablenkungswinkel und die Windstärke im südwestlichen Teil der Anticyklone am grössten, am geringsten im östlichen, ferner im Sommer grösser als im Winter, wie bei den Cyklonen. Der Zusammenhang der Windstärke mit der Entfernung vom Centrum ist wie folgt:

Entfernung vom Centrum	111	222	333	444	556	667	778 km
Windgeschwindigkeit . .	2,4	2,7	2,9	3,0	3,0	2.9	2,9 m:Sek.

Der kontinuierliche Übergang des Gradienten, der Windstärke, des Ablenkungswinkels, des Krümmungshalbmessers der Isobaren und der Temperatur der Erdoberfläche in Europa und Amerika geht aus folgender Zusammenstellung von Loomis hervor. Dabei ist zu beachten, dass der Krümmungshalbmesser an der Grenze zwischen Cyklone und Anticyklone unendlich gross wird.

Atlantischer Ocean und Europa. Mittlere Breite 51—56⁰ N.

Luftdruck . .	740-45	45-50	50-55	55-60	60-65	65-70	70-75	75-80	80-85	85-90 mm
Gradient . . .	3,5	3,4	3,1	3,1	2,9	2,7	2,5	2,3	2,1	1,9 „
Windstärke .	12,5	12,4	12,2	11,3	9,7	8,4	7,3	6,3	5,5	4,8 m pro Sek.
Ablenkungswinkel . .	57	56	56	55	53	49	46	42	39	38 Grad
Krümmungshalbm. . .	1030	1190	1360	1540	1540	1340	1130	901	650	370 km

Vereinigte Staaten von Nordamerika. Mittlere Breite 45⁰ N.

Luftdruck . .	732-37	37-42	42-47	47-52	52-57	57-62	62-67	67-72	72-77	77-82 mm
Gradient . . .	3,7	3,4	3,1	2,9	2,8	2,7	2,6	2,5	2,3	2,1 „
Windstärke .	12,2	11,8	11,4	11,1	10,6	10,3	9,7	9,0	8,2	7,2 m pro Sek.
Ablenkungswinkel . .	53	52	50	49	48	47	46	45	43	41 Grad
Krümmungshalbm. . .	250	410	580	770	970	1180	1060	840	610	350 km
Temperatur .	—2,1	—2,1	—1,9	—1,7	—1,9	—3,2	—6,2	—10,1	—14,1	—17,4 Grad C.

Die niedrige Temperatur und ihre starke Abnahme mit steigendem Barometerdruck beruht darauf, dass weitaus die meisten untersuchten Fälle auf den Winter fallen.

Die vom Centrum divergierende Windrichtung geht schon in einer Höhe von einigen km in eine zum Centrum konvergierende über. Die

neutrale Fläche liegt in den Anticyklonen tiefer als in den Cyklonen. Nach den Angaben des Wetterbureaus in Nord-Amerika erstreckt sich die cyklonische sowie die anticyklonische Luftbewegung nur auf eine dünne Schicht von 4—5 km Höhe und bis zu einer Entfernung von 750 bis 1500 km vom Centrum (sie sind jedenfalls höher in Europa).

Die Temperaturverteilung in den Cyklonen und Anticyklonen. Im Winter sind, wie Loomis Tabelle zeigt, die cyklonischen Gebiete wärmer als die anticyklonischen. Dies hängt mit der Bewölkung im Cyklonengebiet und der Heiterkeit des Himmels in dem anticyklonischen eng zusammen. Diese Überlegenheit der cyklonischen Gebiete erstreckt sich jedoch nur auf ein par km Höhe und ist gewissermaassen als eine störende Folge der Nähe der Erdoberfläche anzusehen. In höheren Schichten ist zufolge der adiabatischen Volumsveränderung die Cyklone meist kalt, die Anticyklone warm.

Damit hängt zusammen, dass die Abnahme der Temperatur mit der Höhe in den Cyklonen sehr viel schneller vor sich geht als in den Anticyklonen. Dies tritt in folgenden Angaben über die Temperaturabnahme mit der Höhe (von 500 bis 3500 m) im Winter in den Ostalpen ($7^h a$) hervor:

Quadrant des Minimums .	E	S	W	N	Centrum der Anticyklone	Centrum der Cyklone
Temperaturabnahme pro km	4,0	4,1	6,3	4,7	1,5	5,8

Die Abnahme ist im Anticyklonencentrum sehr gering (es herrscht Temperaturumkehr bis zu 2000 m Höhe), danach kommen die östlichen und südlichen Quadranten des Minimums (in welche relativ warme Luft hineinströmt), dann der Nordquadrant und das Centrum der Cyklone und zuletzt der Westquadrant, in welchen kalte Luft hineinströmt. Der Temperaturunterschied zwischen anticyklonischem und cyklonischem Gebiet, sowie zwischen deren Centra in folgenden Höhen, beträgt:

Höhe .	500	1000	1500	2000	2500	3000	3500
Gebiet .	— 5,9	+ 0,5	+ 4,3	+ 7,7	+ 8,6	+ 7,5	+ 4,8
Centrum	— 10,5	— 2,8	+ 2,7	+ 5,9	+ 7,1	+ 6,0	+ 2,6

Von 1000 m ab sind die anticyklonischen Gebiete wärmer als die cyklonischen (im Winter, im Sommer sind sie durchweg wärmer). Zu denselben Resultaten führen die Messungen in Ballons oder mit Drachen. Unten (Kap. XI) finden sich einige bezügliche Ziffern.

Wegen der ungleichmässigen Temperaturverteilung rund um das Barometerminimum, Kälte gegen Westen und Wärme gegen Osten

nimmt der Druck mit steigender Höhe im Westen schneller als im Osten ab. Aus diesem Grund muss das Centrum sich mit steigender Höhe nach Westen verschieben. Ebenso verschiebt sich gleichzeitig das Centrum mit steigender Höhe gegen Norden. Angot hat diese Verschiebung in 1500, 3000 und 4500 m Höhe aus den vorhandenen Daten berechnet und durch nebenstehende Zeichnungen (Fig. 218—221) versinnlicht. Dabei hat jedoch Angot mit einer gleichmässigen Temperaturabnahme von 0,6° C. pro 100 m gerechnet. Falls er die stärkere Tem-

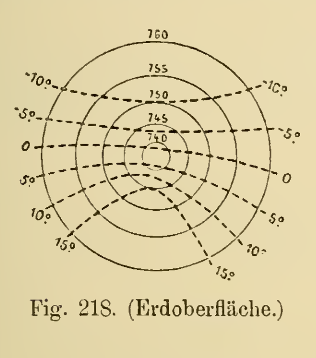


Fig. 218. (Erdoberfläche.)

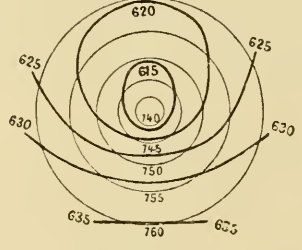


Fig. 219. (1500 m Höhe.)

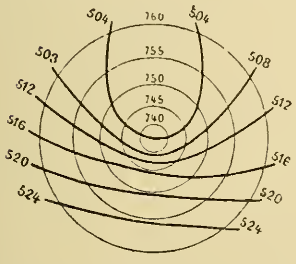


Fig. 220. (3000 m Höhe.)

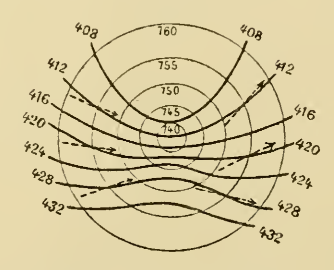


Fig. 221. (4500 m Höhe.)

peraturabnahme auf der nördlichen und speziell auf der westlichen Seite (verglichen mit der östlichen und südlichen) berücksichtigt hätte, so würde das Centrum mit steigender Höhe sich mehr gegen Nordwest verschoben haben.

Die Pfeile in Fig. 221 deuten an, dass die Winde in 4500 m Höhe nur eine schwache Beeinflussung von der Cyklone erleiden. In grosser Höhe verschwinden die Gradienten auf der Nordseite der Cyklone beinahe gänzlich. Der Gang der Cirri in oberen Schichten in Amerika beweist das. Die stark ausgeprägten Cyklonen bestehen deshalb nur bis zu mässigen Höhen.

Grenzgebiete der Cyklonen und Anticyklonen. Die Fig. 222 stellt nach Abercromby die gewöhnlichsten und wichtigsten Typen der Luftdruckverteilung dar. Dieselben sind ausser Cyklone und Anticyklone: Teilminimum, V-förmige Rinne, beide als Abzweigungen der Minima anzusehen, Keil, welcher ein Vorstoss eines Maximums ist, Sattel, ein Gebiet von etwas niedrigerem Luftdruck zwischen zwei Maximis, und die geradlinige Isobare.

Ebenso wie die Cyklonen im allgemeinen die Witterung beherrschen, so haben auch ihre obengenannten Abzweigungen unter den genannten „Typen" die grösste Bedeutung.

Die Teilminima entstehen gewöhnlich an der westlichen oder südöstlichen Seite der grossen Cyklonen, welche von Amerika nach Europa

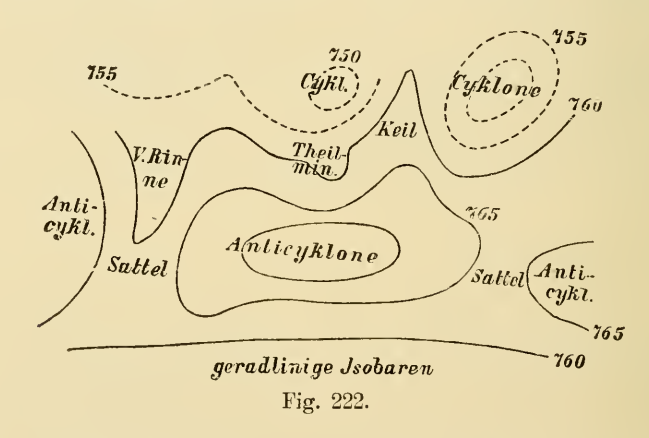


Fig. 222.

wandern. Die Teilminima an der Westseite wachsen häufig an Stärke und treten dann bisweilen mit starken Gradienten und heftigen Winden auf, die um so gefährlicher sind, als sie oft nicht vorausgesehen werden können. Sie bewegen sich parallel dem Hauptminimum, oft mit einer der Hauptwindrichtung in demselben gleichgerichteten linksdrehenden Bewegung.

Diese Teilminima sind für die europäischen Verhältnisse von grosser Bedeutung und ihr plötzliches Auftreten erschwert die Wetterprognosen in hohem Grade. Sie erstrecken sich meist nur auf die niedrigen Luftschichten, sodass die Bewegung der oberen Wolken nicht von ihnen beeinflusst wird.

Die Teilminima auf der Südostseite der Hauptminima haben gewöhnlich eine geringere Bedeutung. Sie führen in Europa häufig Gewitterbildung, in Amerika Entstehung von Tromben herbei.

Die V-förmigen Rinnen, die in eine Spitze auslaufen, haben gewöhnlich eine nordsüdliche Richtung mit der Spitze gegen den Äquator. Auf der Vorderseite herrschen Winde vom Äquator, auf der Hinterseite solche vom Pol, beide mit einer westlichen Komponente. In der Mitte treten Böen auf. Sie spielen in Australien und Südamerika eine grosse Rolle, und bringen dort plötzliche Veränderungen der Windrichtung, begleitet von starkem Temperaturwechsel, gewöhnlich mit Gewitter und Regen verbunden, hervor. In Europa sind die Wechsel viel weniger schroff.

Die keilförmige Verteilung des Luftdrucks bietet gewissermaassen einen Gegensatz zu der V-förmigen Rinne. Die Gradienten und Winde dabei sind jedoch viel schwächer, sodass der Umschlag der Witterung beim Vorüberstreichen der „Zunge" recht unbedeutend ist. In der Mitte der Zunge herrscht bisweilen schönes Wetter bei relativ niedrigem Luftdruck.

Auch in dem Sattel zwischen zwei Anticyklonen sind die Gradienten und Winde schwach. Im Sommer bilden sich daselbst häufig lokale Gewitter aus.

Bei den geradlinigen Isobaren, welche häufig, in nord-südlicher Richtung verlaufend, in Europa vorkommen, herrschen im Westen südliche Winde mit warmem Wetter vor, sobald der Luftdruck im Osten hoch ist. Gegen Osten herrscht im Winter grosse Kälte, im Sommer dagegen grosse Hitze, der anticyklonalen Luftdruckverteilung entsprechend. Sobald der Luftdruck im Westen hoch ist, führen dagegen nördliche und nordwestliche Winde kaltes nasses Wetter über West- und Süd-Europa. Im Winter kommen dabei häufig Schneefälle in der Nähe von kleinen von Nord nach Süd wandernden sekundären Depressionen vor. Im Frühling kommen bei dieser Luftdruckverteilung starke Kälterückfälle besonders an der Mittelmeerküste vor. Im Sommer kann England unter diesen Umständen schönes Wetter haben, wenn die Anticyklone, die gewöhnlich über den Azoren liegt, sich dahin ausbreitet. Die Trockenheit kann sich von da bis nach Frankreich erstrecken, während Mittel-Europa von starken Regengüssen, oft mit Überschwemmungen (z. B. auf der Nordseite der Ostalpen 1890, 1893, 1897, 1899) heimgesucht wird. Dabei ist der Barometerstand recht hoch. Diese Witterung, die in letzter Zeit nicht selten vorgekommen ist, zeigt eine recht grosse Beharrlichkeit.

Die Entstehung und Erhaltung der Wirbel. Die einfachste Art, sich die Entstehung eines Minimums vorzustellen, ist diejenige, welche oben (S. 686) erörtert wurde. Über einer stark erhitzten Stelle

steigt die Luft in die Höhe und von allen Seiten fliesst neue Luft zu, um die so entstandene Leere auszufüllen. Wenn die Luft trocken wäre, so würde sie sich für jede 100 m um 1° C. abkühlen und bald aufhören zu steigen. Deshalb erreichen beispielsweise die Seebrisen, welche auf der Erwärmung der Küste beruhen, nur einige hundert Meter Höhe. In der umgebenden Luft beträgt die Temperaturabnahme mit steigender Höhe etwa 0,6° pro 100 m und eine Temperaturerhöhung von 4° C. am Boden würde schon in 1 km Höhe ausgeglichen sein.

Ganz anders liegen die Verhältnisse, wenn die aufsteigende Luft mit Feuchtigkeit gesättigt ist. In solchen Fällen kann (vgl. S. 584) die Temperaturabnahme pro 100 m gegen 0,4° C., folglich unter den normalen Betrag in der freien Atmosphäre sinken. Die Temperaturdifferenz an der Erdoberfläche wird sich dann mit der Höhe steigern und der Auftrieb der Luftmasse um so gewaltiger werden, je höher sie steigt. Nun ist wohl die Luft nicht mit Feuchtigkeit gesättigt, über dem Meer kommt aber eine relative Feuchtigkeit von 90 Proz. nicht selten vor. In einem solchen Fall sinkt die Temperatur beim Aufstieg der Luft erst um 1° pro 100 m, die Luft wird aber dabei bald gesättigt (nach der Abkühlung um etwa 2° C.), und danach tritt das langsame Sinken der Temperatur mit zunehmender Höhe ein. Angot hat ein Beispiel berechnet, in welchem die Temperatur der heissen Stelle gleich 25°, diejenige der Umgebung gleich 20° C. und der Feuchtigkeitsprozentsatz gleich 90 gesetzt wurde. Die Temperaturdifferenz sank dabei von 5° beim Boden auf 4,1° in 220 m Höhe, stieg dann von diesem Minimum auf 4,6° in 500, 5,4° in 1000, 7,0 in 2000 und 8,5° C. in 3000 m Höhe.

Die Luft befindet sich unter solchen Umständen gewissermaassen in einem labilen Zustande und wenn nur einmal die aufsteigende Bewegung eingeleitet ist, so wächst sie mit riesiger Gewalt und ruft einen Sturm hervor. Infolge der Erddrehung wird der Sturm zum Wirbel, dessen Fliehkraft, vereint mit der Wirkung der Erddrehung, die Ausgleichung des eingeschlossenen Barometerminimums verhindert.

Diese Theorie, die von Espy und Ferrel entwickelt ist, scheint im Ganzen sehr gut auf die tropischen Cyklonen zu passen. Die Bildung derselben über dem bengalischen Meerbusen ist Gegenstand sehr fleissiger Beobachtungen von Seite der indischen Meteorologen gewesen. Als Beispiel möge die verheerende Cyklone vom Ende Oktober 1876 angeführt werden.

Vom 10. bis 20. Oktober herrschte schönes Wetter und eine ausgeprägte Windstille über dem bengalischen Meerbusen. Im Küsten-

gebiete im Norden wehten sehr schwache Nordostwinde und über dem indischen Ocean im Süden wenig ausgeprägte Südwestwinde. Diese Winde waren so gerichtet, dass sie der Luft eine schwache cyklonische Bewegung erteilten. Die Windstille herrschte bis zu grossen Höhen, wie die Beobachtungen von den Bergstationen auf Ceylon zeigten.

Durch den heftigen Sonnenschein und die Windstille bildete sich eine ungewöhnlich hohe Temperatur über dem Meerbusen aus. Am 20. fiel im Süden etwas Regen. Ein schwaches Barometerminimum entwickelte sich darauf in der Mitte des Meerbusens, westlich von den Andamanen. Der Regen entwickelte sich zu einem Wolkenbruch, das Minimum wuchs an Stärke, die Winde nahmen zu. Am 29. Okt. befand sich an derselben Stelle eine wohl entwickelte Cyklone, die erst langsam, dann geschwinder nach Norden wanderte und in dem Centrum einen Druck von nur 715 mm aufwies. Am 1. Nov. um 3^h früh erreichte sie das Delta der grossen indischen Flüsse und erzeugte eine Sturmwelle, die ausserordentlich grossen Schaden anstellte. Nach einstündigem Wandern über Land stiess die Cyklone gegen die nur 1000 m hohen Berge von Tipperah, welche sie nicht zu überschreiten vermochte. Auf der anderen Seite des Gebirgszuges in Katschkar und Assam bemerkte man nur eine schwache Senkung des Barometerstandes.

Dieser Umstand lässt erkennen, wie gering die vertikale Mächtigkeit dieser Cyklone war, was auch daraus hervorgeht, dass während der Cyklone auf den Höhenstationen Ceylons Windstille herrschte.

Von der Temperaturverteilung in senkrechter Richtung weiss man nichts, dieselbe verstösst also nicht gegen die Theorie, wie diejenige der aussertropischen Cyklonen, die meist im Centrum kühler sind als in der Umgebung. Nur in Amerika hat man in letzter Zeit einige Cyklonen aufgefunden, die ein warmes Centrum hatten (etwa 5,5° C. über der Temperatur in den nachfolgenden Anticyklonen).

Die aussertropischen Cyklonen treten auch in der kalten Jahreszeit auf, wo man keine starke Erhitzung der Erdoberfläche als erste Ursache voraussetzen darf, und in der die Luft in der grössten Unruhe ist, was eine lokale Aufspeicherung der Hitze verhindert. Man hat sich daher genötigt gesehen, die Ferrelsche Theorie zu verlassen. Sie enthält jedoch sehr vieles, was auf die Cyklonen passt. Sie entstehen zum grössten Teil über den Meeren, die eine hohe Temperatur im Winter aufgespeichert haben und daher sehr viel wärmer als die naheliegenden Kontinente sind und über denen die Luft sehr feucht ist. Bei ihrer Fortbewegung wandern die Cyklonen mit Vorliebe über Meere, Seen oder andere feuchte

Gegenden, wo die Wirbelbewegung neue Nahrung findet. Endlich, wenn sie sich in kalte und trockne Gegenden verirrt haben, sterben sie meistens bald aus.

Wenn demnach auch die Wärme und Feuchtigkeit in der Cyklone nicht genügend ist, um die Temperatur des Centrums über derjenigen der Umgebung zu erhalten, so scheinen doch diese beiden Bedingungen günstig zu sein, indem sie eine all zu starke Abkühlung der Cyklone verhindern, welche sie bald vernichten würde.

Es muss also eine andere Ursache vorhanden sein, welche die aufsteigende Bewegung in den Cyklonen hervorbringt, wenn auch die Wärme und die Feuchtigkeit diese Bewegung unterstützen, sodass sie hauptsächlich an solchen Stellen zum Vorschein kommt, wo diese sekundären Bedingungen vorhanden sind. Man hat diese primäre Ursache in mechanischen Umständen gesucht. Es möge genügen, die Darstellung des hervorragendsten Autors auf diesem Gebiet wiederzugeben.

„Man muss demnach nach anderen Ursachen (als die von der Ferrelschen Theorie gegebenen) für die Mehrzahl der atmosphärischen Wirbel, namentlich der langlebigen grossen Wintercyklonen, suchen, und es scheint uns kein Zweifel darüber zu bestehen, dass dieselben in Störungen der atmosphärischen Cirkulation zu suchen sind. Grössere Temperaturunterschiede in der Richtung der Breitekreise, wie sie namentlich im Winter in hohem Grade zwischen Kontinent und Ocean sich einstellen, ändern das obere meridionale Temperaturgefälle und damit den meridionalen Gradienten. Dadurch werden, je nachdem dasselbe vermindert oder gesteigert wird, die rasch rotierenden Luftmassen des Polarwirbels entweder gestaut oder in ihrem Abfluss gegen den Pol hin beschleunigt. Die dadurch bedingten Druckänderungen pflanzen sich an der Erdoberfläche fort und erzeugen daselbst Barometermaxima und Barometerminima mit den sie begleitenden Luftcirkulationen. Die derart eingeleitete Störung schreitet dann mit der allgemeinen oberen Luftbewegung über die Erdoberfläche fort, wobei ihre Fortpflanzung nach Richtung und Geschwindigkeit von der daselbst präexistierenden Luftdruck- und Temperaturverteilung wesentlich beeinflusst wird. Die Energie dieser atmosphärischen Störungen findet ihr Äquivalent in der Abnahme der Rotationsgeschwindigkeit der oberen Luftcirkulation, der Polarwirbel leistet Arbeit auf Kosten seiner Rotationsgeschwindigkeit.“

„Aber nicht bloss die Temperaturdifferenzen zwischen Ost und West, auch Anomalien der vertikalen Temperaturverteilung können die atmosphärische Cirkulation zu Kraftäusserungen an der Erdoberfläche anregen

indem sie labile dynamische Gleichgewichtszustände schaffen und eine Massenmischung der unteren ruhenden und der oberen rasch bewegten Luftmassen veranlassen, welche die letzteren retardiert und ihnen dann gestattet, polwärts abzufliessen, was an der Erdoberfläche zur Bildung einer Barometerdepression Veranlassung giebt. Zwischen den kälteren oberen, aus höheren Breiten kommenden, und den wärmeren unteren, aus niedrigen Breiten stammenden und polwärts fliessenden Luftmassen, müssen häufig labile Gleichgewichtszustände eintreten, welche ein Eingreifen der oberen Cirkulation in die untere veranlassen, und damit Wirbelbildungen, denn alle lokalen Störungen der Luftbewegung müssen wegen der ablenkenden Kraft der Erdrotation in der Form atmosphärischer Wirbel auftreten. Es ist geradezu undenkbar, dass bei den Ungleichheiten der horizontalen Temperaturverteilung im Sinne der Breitekreise und den Verschiedenheiten der Temperaturschichtung in vertikaler Richtung Störungen der atmosphärischen Cirkulation zwischen den höheren und niedrigeren Breiten ausbleiben, und diese Störungen zugeben, heisst auch die Mehrzahl der atmosphärischen Wirbel und ihren Ursprung auf die grossen atmosphärischen Störungen zurückzuführen.“ (Hann, Lehrbuch der Meteorologie S. 585.)

Die unten näher besprochene Cirkulationstheorie hat keine Schwierigkeit, diese Lücke zu füllen. In höheren Schichten (über 3000 m) ziehen die Wolken in aussertropischen Gegenden mit grosser Regelmässigkeit in östlicher Richtung mit einer schwachen Komponente gegen Norden. Die Geschwindigkeit ihrer Bewegung ist etwa anderthalb mal so gross im Winter wie im Sommer. Andererseits giebt es in unteren Schichten eine Rückströmung aus Nordwest, deren Geschwindigkeit nach den Wolken zu urteilen, ziemlich konstant und viel geringer als diejenige der höheren Strömung ist (etwa 35 Proz. derjenigen der Wolken im Winter in 8000 m Höhe). Die relative Bewegung der oberen zur unteren Luftströmung wird demnach im Winter etwa doppelt so stark wie im Sommer und ist im Winter nach E NE, im Sommer mehr nach NE gerichtet. Zufolge der Erddrehung besteht ein starkes Bestreben, die Luft der oberen Schichten im rechten Winkel zu dieser relativen Bewegungsrichtung, d. h. nach SSE zu treiben. In tieferen Schichten treibt die Kraft die Luft in entgegengesetzter Richtung. Diese Kraft hält im sogenannten stationären Zustand der Wärmewirkung das Gleichgewicht. Die Hitze in niederen Breiten strebt nämlich die Luft zu heben und zum Pole zu treiben, wo sie heruntersinken und zurückfliessen würde, wenn es die Erddrehung nicht hinderte. Beim Aufstieg

der Luft in der polaren Gegend und beim Heruntersinken in der Nähe der Rossbreiten entsteht eine Gegenkraft gegen die Bewegung. Diese Gegenkraft, die sehr stark an die gegenelektromotorische Kraft der Polarisation erinnert, ist an der Stelle des Hinuntersinkens nahezu konstant, dagegen an dem Platze des Aufstieges um so geringer, je feuchter die Luft daselbst ist, sowohl absolut als relativ. Bei geringer relativer Feuchtigkeit muss nämlich die Luft hoch steigen, bevor Kondensation eintritt, bei geringer absoluter Feuchtigkeit wird die Kondensation unbedeutend und daher die Abkühlung der Luft beim Aufsteigen gross.

Die Luft wird infolgedessen in höheren Breiten einer eventuellen Treibkraft an denjenigen Stellen am ehesten nachgeben, wo die grösste absolute und relative Feuchtigkeit herrscht, d. h. über dem Meer oder über grossen Seen, wie den amerikanischen, und vorzugsweise, wo das Wasser relativ warm ist.

Es kommt nun zu diesem Umstand ein anderer. Die Treibkraft der Erddrehung ist der relativen Windgeschwindigkeit in den oberen Luftschichten proportional. Zufolge der Trägheit der in Bewegung gesetzten Luftmasse und zufolge der bei eventuell eintretenden Stauungen auftretenden Druckkräfte, sowie zufolge des beinahe vollkommenen Mangels an Reibung wird die nach Osten gerichtete Strömung der höheren Luftschichten auf jedem Breitekreis einen nahezu konstanten Wert annehmen.

Die Kraft, welche die obere Luft nach Süden treibt, ist deshalb sehr nahe konstant. Ganz anders liegen die Verhältnisse mit der Wärmewirkung, welche der Temperaturdifferenz proportional gesetzt werden kann.

Betrachten wir demnach zwei Punkte, die in einer bestimmten Entfernung von einander in nord-südlicher Richtung liegen, so wird auf der nördlichen Halbkugel die Triebkraft in höheren Luftschichten von Süd nach Nord da überwiegen, wo die Isothermen am dichtesten liegen, diejenige von Nord nach Süd dagegen wo sie am entferntesten von einander liegen. Wie die Isothermenkarten Figg. 179 und 180 zeigen, ist dieser Unterschied im Winter am ausgeprägtesten, und die Stellen, wo die Isothermen sehr entfernt von einander sind, liegen über dem Meer, sowie Europa und Westsibirien, und in geringerem Maasse in der Nähe der grossen Seen Amerikas. Es sind dies die Weltgegenden, welche trotz hoher nördlicher Lage relativ viel Wasserdampf aufweisen.

An diesen Stellen entstehen infolgedessen aufsteigende Luftströme und damit Cyklonen und zwar vorzugsweise im Winter. Südlich von diesen

Gegenden breiten sich die Anticyklonen aus, welche, da sie nicht durch die Feuchtigkeit der Luft begünstigt werden, einen mehr diffusen Charakter besitzen. Andere Anticyklonen bilden sich über den kältesten Stellen der Kontinente aus.

Die Cyklonen folgen nun der Richtung der höheren Luftströme, wie wir schon von den tropischen Cyklonen bemerkt haben. Man erklärt das so, dass der herrschende Luftstrom den Wirbel mit Luft ausfüllt, wo er in denselben hineinweht, dagegen auf der anderen Seite Luft aus dem Wirbel heraussaugt. Das Luftdruckminimum verschiebt sich auf diese Weise in der Richtung der vorherrschenden Luftströme. Da in höheren Breiten die hauptsächliche Luftbewegung in den oberen Schichten vorsichgeht und zwar in der Richtung von West nach Ost, so haben auch die Wirbel das Bestreben, sich in dieser Richtung zu bewegen. Dabei muss der Wirbel aber auch die feuchtesten Wege wählen, denn wenn Feuchtigkeit fehlt, so wächst die Gegenkraft und der Wirbel erlischt. So hat Loomis bewiesen, dass die nordamerikanischen Wirbel, auf deren Vorderseite Regen fällt, im Mittel dahin wandern, wo die grösste Regenmenge fällt. Auch die Geschwindigkeit der Fortbewegung des Wirbels wächst mit der Länge der Strecke, auf welcher Regen fällt. Wenn diese Länge beispielsweise 590, 845 und 950 km betrug, so wurde eine mittlere Verschiebungsgeschwindigkeit des Cyklonencentrums von 24, 40 bezw. 63 km pro Stunde beobachtet.

In Europa, besonders im Westen, fällt der Regen nicht auf der Vorderseite der Cyklone, sondern auf ihrer Rückseite (West- und Südwestseite). Es liegt nahe, hierin den Grund zu sehen, dass die amerikanischen Cyklonen schneller und regelmässiger wandern als die westeuropäischen.

Die Hauptwege der Cyklonen folgen auch den Hauptzweigen des Golfstromes nach der Davis-Strasse, nach Island und nach den Küsten von Schottland und Norwegen. Wegen der Wärme des Golfstromes ist daselbst die absolute Feuchtigkeit die grösstmögliche. Die Zugstrasse über Frankreich gegen das Mittelmeer und das schwarze Meer wird im Winter eingeschlagen, wahrscheinlich weil die absolute Feuchtigkeit in Mitteleuropa dann zu gering ist.

Andererseits sieht man die Cyklonen in Gegenden, wo die Feuchtigkeit schnell (nach Osten) abnimmt, wie an der Nordwestseite Norwegens oder in der Ostsee, stocken bleiben, sich allmählich ausfüllen und verschwinden.

Man kann auch nach dem oben gesagten leicht verstehen, warum

die Cyklonen die Gebirgsgegenden mit ihrem geringen Gehalt an Wasserdampf meiden.

Wie oben (S. 721) gezeigt worden ist, neigt sich die Achse der Cyklone nach ihrer kalten Seite. In Amerika ist dies die Westseite, in West-Europa die Nordwestseite. Demzufolge trifft das Centrum der Cyklone in Amerika auf den Bergen später ein als in den Thälern. So erscheint es um drei Stunden verspätet auf Mount Washington (Höhe 1900 m), auf Pikes Peak (4300 m) sogar um nahezu sechs Stunden gegenüber der umgebenden Ebene.

Es ist auch oben erwähnt, dass in höheren Luftschichten der Gradient immer mehr dem Temperaturgradienten an der Erdoberfläche parallel gerichtet wird (S. 721). Die höheren Luftströme haben einen Ablenkungswinkel von nahezu 90° und verlaufen daher nahezu senkrecht auf den Luftdruckgradienten. Wenn demnach schon an der Erdoberfläche die Isobaren mit den Isothermen parallel verlaufen, so dass Temperatur und Druck in derselben Richtung abnehmen, so wird dies in allen Höhen der Fall sein. Die Cyklonen, welche im Mittel der Windrichtung folgen, verschieben sich dann parallel mit den (unteren) Isobaren mit dem niederen Druck auf der linken Seite. Geht dagegen das Temperaturgefälle unten in entgegengesetzter Richtung wie das Luftdruckgefälle, so verläuft der Luftdruckgradient unten in entgegengesetzter Richtung wie oben; die Bewegungsrichtung des Wirbels wird davon bestimmt, welche Richtung des Gradienten die überwiegende ist. Im allgemeinen wird die Cyklone eine Richtung einschlagen, die senkrecht liegt auf einer Richtung, die zwischen derjenigen des Temperaturgefälles und derjenigen des Druckgefälles liegt (vgl. S. 715). Dabei wird vorausgesetzt, dass die Feuchtigkeit rund um die Cyklone symmetrisch verteilt ist.

Zusammenhang der Witterung in verschiedenen Teilen der Erde. Hoffmeyer untersuchte die Cyklonen auf dem Atlanten und fand, dass die hohe Wintertemperatur West-Europas in dem engsten Zusammenhange mit den barometrischen Depressionen im nordöstlichen Zweig des Golfstromes steht. Eine Erhöhung der Mächtigkeit, Ausdehnung nach Nordosten und Temperatur dieses Zweiges des Golfstroms muss deshalb einen bedeutenden Einfluss auf das Winter- und Vorfrühlingsklima des Westen von Europa ausüben. Schon Sabine hat Schwankungen des Golfstromes nachgewiesen. Wird der genannte, an Schottland und Norwegen vorbeistreichende Teil des Golfstromes verstärkt, so nehmen die West- und Südwestwinde in West-Europa zu und

führen (in der kältesten Jahreszeit) eine milde Temperatur mit. Wegen des grossen Wärmeinhalts des Meeres müssen diese Schwankungen eine gewisse Dauerhaftigkeit zeigen.

Pettersson zeigte nun, dass ein sehr enger Zusammenhang zwischen der Stärke des nord-östlichen Golfstromes, welche durch hohe Temperatur und niedrigen Barometerstand gekennzeichnet wird, und der Temperatur von West-Europa herrscht. Dagegen zeigt die Temperatur von Island und West-Grönland einen entgegengesetzten Gang, was darauf zurückgeführt wird, dass der westliche Teil des Golfstromes (der Irmingerstrom) zurückgeht, wenn der nordöstliche Teil des Golfstromes anschwillt. Aus leicht verständlichen Gründen kann in diesem Fall die Folgeerscheinung (die Temperaturschwankung auf dem Festland) viel stärker ausgeprägt sein als die primäre Ursache (die Temperaturschwankung über dem europäischen Nordatlanten). Jene beruht nämlich auf dem gesteigerten Zufluss der erwärmten Meeresluft zum Kontinent, welcher im Winter bedeutend kälter ist. Meinardus hat Petterssons Untersuchungen weiter fortgesetzt und speziell das Verhalten Mittel-Europas untersucht, ebenso Dickson dasjenige von England (Oxford). Folgende Tabelle giebt einige Resultate für die Jahre 1881 und 1882. Die Temperatur des europäischen Atlanten wurde als Mittel der Beobachtungen zu Thorshavn auf den Färöer, Ona und Papey bestimmt.

Die mittlere Abweichung der Lufttemperatur der Monate Januar und Februar betrug:

	Europ. Nord-Atlant	Schweden	Däne-mark	Nord-deutsche Ebene	Mittel-deutsches Hügelland	West-Grönland
1881	— 1,7	— 3,5	— 2,0	— 1,2	— 0,3	+ 3,2
1882	+ 0,9	+ 4,2	+ 2,6	+ 1,9	+ 1,2	— 3,5

Man ist zu folgenden wichtigen Schlüssen gelangt: Einer hohen Temperatur des Golfstromes an der norwegischen Küste im Vorwinter (November—Januar) folgt eine hohe Temperatur in Mittel-Europa in den Monaten Februar bis April.

Je grösser die Luftdruckdifferenz zwischen Dänemark und Island in der Zeit September bis Januar ist, um so höher ist auch die Temperatur des östlichen Golfstromes in derselben Zeit und um so höher ist sie in Mittel-Europa in den darauf folgenden Monaten Februar bis April. Dagegen gilt nichts ähnliches für die Temperatur Mittel-Europas von September bis Januar oder in den darauf folgenden Monaten Mai und Juni.

Pettersson zog bei seinen Untersuchungen die eigentümliche Regelmässigkeit, welche von Woeikoff bezüglich der Temperatur der paaren und unpaaren Winter (vgl. S. 572) gefunden ist, im Betracht. Pettersson fand den Grund dieser Variation in der gleichzeitigen Schwankung der Stärke und Temperatur des europäischen Golfstromes und auch die Abweichungen von der Woeikoffschen Regel klärten sich in dieser Weise auf. Meinardus hat eine entsprechende Änderung im Gange des Barometers in geraden und ungeraden Jahren nachgewiesen. In folgender Tabelle bedeutet I das Mittel aus den Daten für die geraden Jahre 1874, 1876, 1878, 1880 und 1882, II dagegen das Mittel für die ungeraden Jahre 1875, 1877, 1879, 1881 und 1883.

	I	II	I—II
Luftdruckdifferenz Kopenhagen—Stykkisholm (Island) Nov.—Jan.	16,3	5,3	11,0 mm
Wassertemperatur an der norwegischen Küste Nov.—Jan. . .	7,0	6,5	0,5° C.
Lufttemperatur zu Berlin März—April (Normalmittel + 6° C.) . .	7,6	4,3	3,3° C.

Man könnte die Schwankungen in der Stärke des Golfstromes oder vielmehr der Temperatur des Nordatlanten folgendermaassen zu erklären versuchen. Wenn der Nordostatlant warm ist, so entsteht eine starke Luftströmung von Norden und Osten längs der grönländischen Küste und längs der Bahn des kalten Nordpolarstromes. Infolgedessen wandert viel Eis in den Nordatlanten hinein, dadurch sinkt wiederum seine Temperatur, die nordatlantische Cyklone und der Eistrift an ihrer West- und Nordseite nimmt ab. Dann kommt wieder eine Zeit geringerer Abfuhr von Eis, eine Zunahme der Temperatur u. s. w. Es erscheint so aber nicht nötig, dass die Periode gerade zwei Jahre umfassen muss. Die Schiffer des Eismeeres sagen, dass drei relativ eisfreie Jahre auf drei schwere Eis-Jahre folgen; die Periode sollte danach sechs Jahre umfassen. Beides verträgt sich miteinander sehr gut, man kann auch verstehen, dass die Regelmässigkeit bisweilen aussetzt und kaum für längere Zeiten gelten kann, wie auch oben betreffs der Temperatur zu Stockholm nachgewiesen wurde. Dass indessen diese interessanten Untersuchungen wegen ihrer ausserordentlichen praktischen Bedeutung im höchsten Grade verdienen, weiter verfolgt zu werden, kann man nicht bestreiten.

Ähnliche Regelmässigkeiten gelten für die Sonnenfleckenjahre (vgl. S. 145), in denen man wohl ein gleichzeitiges Anschwellen sowohl des östlichen wie des westlichen Zweiges des Golfstromes annehmen muss.

Wie oben erwähnt entspricht ein kalter Sommer in West-Europa einem warmen in Grönland und umgekehrt. Diese Regelmässigkeit er-

streckt sich ziemlich weit hin, sowohl auf der amerikanischen wie auf der europäischen Seite. So hat Hann nachgewiesen, dass die kältesten Winter in Wien von Wintern mit positiver Temperaturabweichung zu Jakobshavn auf Grönland begleitet sind. Dagegen sind die wärmsten Winter in Wien nur in sechs Fällen von neun mit kalten Wintern in Jakobshavn gleichzeitig.

Auf diese Weise kann man den Gegensatz in klimatischer Hinsicht, welchen Dove zwischen Nord-Amerika und Europa gefunden hat, verstehen. Die amerikanischen Beobachtungen stammten hauptsächlich aus den östlichen Teilen Nord-Amerikas, die europäischen dagegen aus den westlichen Gegenden unseres Weltteils.

Es ist ja selbstverständlich, dass, da die Luftmasse konstant ist, eine Zunahme des Luftdruckes an einer Stelle von einer Abnahme an einer anderen Stelle begleitet sein muss. Wir haben schon oben auf solche Schwankungen der Luft zwischen der nördlichen und der südlichen Halbkugel hingewiesen (vgl. S. 609).

Eine ähnliche Schwankung im kleineren Umfang fand Blanford zwischen dem indo-malayischen Gebiet und Sibirien. Man kann sich schon vorstellen, dass bei ungewöhnlich niedriger Temperatur in Nord-Asien oder bei ungewöhnlich hoher in Süd-Asien eine Verschiebung der Luft nach Norden stattfindet und umgekehrt, wenn der Norden ungewöhnlich warm oder der Süden ungewöhnlich kalt ist.

Diese Untersuchungen hat Hildebrandsson fortgesetzt. Er richtete seine Aufmerksamkeit hauptsächlich auf die sogenannten Aktionscentra, d. h. Gegenden, wo stationäre Maxima oder Minima liegen. Er wies nach, dass ein scharf ausgeprägter Gegensatz besteht zwischen dem Barometergang auf Island, wo gewöhnlich Minima liegen, und in dem azorischen Hochdruckgebiet. Ähnliche aber weniger sichergestellte und ausgeprägte Gegensätze finden sich zwischen dem Minimum zu Alaska und dem ostasiatischen Maximum, zwischen Feuerland und Tahiti, zwischen Grönland und Key West, sowie zwischen West-Sibirien und Indien. Diese Regelmässigkeit ist im Winter am deutlichsten ausgeprägt.

Wir haben schon oben einen ähnlichen Gegensatz zwischen den westeuropäischen und den kaspischen Gegenden nach Woeikoff kennen gelernt. Dieser Unterschied bezog sich auf die Woeikoffsche zweijährige Periode (vgl. S. 572).

Oben sind die Luftströme besprochen worden welche hauptsächlich im Winter von der Ungleichheit des Temperaturgefälles in verschiedenen

Weltteilen nach den Polen getrieben werden. Die Luft, die sie mitführen, fliesst an Stellen, wo ein geringes Temperaturgefälle gegen die Pole zu herrscht, nach dem Äquator zurück. Die im Cyklonengebiet in die Höhe getriebene Luft wird nach dem Äquator geführt, staut sich auf dem Wege und fliesst allmählich zur Seite ab. Auf diese Weise ist es verständlich, dass zwischem dem Gebiet, wo die Maximalfrequenz der Cyklonen vorkommt, und dem Äquator eine Gegend mit hohem Luftdruck sich befindet, und wo die Luftdruckveränderung den entgegengesetzten Verlauf nimmt wie an der Bildungsstelle der Cyklone. Dass dabei viele Störungen stattfinden, braucht nicht erwähnt zu werden. Jedenfalls stimmt der Gang in Island und auf den Azoren vorzüglich mit dieser Voraussetzung, ebenfalls derjenige von West-Grönland und Key West. Zu diesen wäre auch der entgegengesetzte Gang an der Ost-See und am Kaspischen Meere zu zählen. Ebenfalls stimmt im ganzen damit, das West-Sibirien (Astrachan, Barnaul und Jenisseisk, im Mittel 52° n. Br., 71° E. L.) gegen Indien den entgegengesetzten Gang besitzt.

Eine weitere Untersuchung dieses Gegenstandes verspricht sehr viel.

Wettervoraussage. Die in dem letzten Abschnitt behandelten Erscheinungen erlauben in einigen wenigen Fällen (für den Vorfrühling in Nordwest-Europa) den allgemeinen Charakter des Wetters einige Monate vorauszusagen. Durch weitere Entwickelung dieser Studien wird man vielleicht noch viel weiter kommen und davon den grössten Nutzen ziehen können.

Die gegenwärtige Methode, das Wetter für die kommenden 24 bis 48 Stunden vorauszusagen, beruht hauptsächlich auf dem Studium der Cyklonen. Diese nähern sich von Westen her, und da man für jede Jahreszeit ihre gewöhnlichen Zugstrassen und ihre mittlere Geschwindigkeit kennt, kann man berechnen, wie der Wind und damit das Wetter in der nächsten Zukunft sich wahrscheinlich ändern wird. Dabei spielen so viele lokale Umstände mit, dass für jeden Ort eingehende Untersuchungen von älteren ähnlichen Fällen nötig sind, um nicht allzu grosser Unsicherheit ausgesetzt zu sein.

Eine stark störende Rolle spielen dabei die sekundären Minima, die auf dem Atlantischen Ocean entstehen, ohne dass man ihr Auftreten voraussehen könnte. Hoffmeyer hat eine diesbezügliche Statistik aufgestellt und gefunden, dass unter 100 Cyklonen nur 44 aus Canada und den Vereinigten Staaten stammen, sodass sie in Europa vor ihrer Ankunft gemeldet werden können, 8 kommen aus dem arktischen Nord-Amerika,

9 aus den äquatorialen Teilen des Atlanten und 2 sind spontan auf dem Atlanten entstanden, 37 endlich sind Teilminima, die auf dem Atlanten sich von grösseren Cyklonen abtrennten.

Andererseits erreicht der grösste Teil der aus Amerika kommenden Cyklonen die Westküste von Europa nicht, wenigstens nicht in merklicher Stärke. Ferner haben sie zur Überschreitung des Atlanten zwischen drei und zehn Tagen Zeit gebraucht, ohne dass man diese Verschiedenheit irgendwie voraussehen könnte.

Aus allen diesen Umständen ersieht man, mit welchen grossen Schwierigkeiten die Voraussage des Wetters zu kämpfen hat. Bei weitem am besten sind die östlichen Teile unseres Weltteils daran, dort sind aber die Sturmwarnungen von relativ geringer praktischer Bedeutung, weil die Schiffahrt eine untergeordnete Rolle spielt.

Bei der Voraussage des Wetters nimmt man viel Rücksicht darauf, dass das Wetter eine bestimmte Neigung zeigt, den einmal erhaltenen Typus beizubehalten. Je länger eine bestimmte Wetterlage angehalten hat, um so unwahrscheinlicher ist eine Änderung derselben im Verlaufe eines Tages.

Von den verschiedenen Witterungstypen zeigen die anticyklonalen die grösste Beständigkeit. Unter diesen Umständen ist es natürlich, dass man besonders auf die unseren Weltteil beherrschenden Anticyklonen achtet. Dieselben werden von Teisserenc de Bort zu den Aktionscentren gezählt. Sie sind zwei, nämlich das grosse asiatische Maximum und das azorische Maximum, das sich bis Nordwest-Afrika erstreckt. Dieselben senden bisweilen Ausläufer über Europa hin, die unter Umständen miteinander verschmelzen.

Diese anticyklonischen Wirbel geben der Witterung ein bestimmtes Gepräge, das nach der Jahreszeit sich ändert. Es würde zu weit führen, auf dieses recht verwickelte Spiel hier näher einzugehen.

XI. Theorie der atmosphärischen Cirkulation.

Die dynamische Meteorologie. Die ausserordentlich grosse Bedeutung der Luftbewegungen hat natürlich Versuche hervorgerufen, sie einer theoretischen Behandlung zu unterwerfen. Dadurch wollte man eine tiefere Einsicht in die Natur der Winde gewinnen; die so entstandene Abteilung der Meteorologie wird die dynamische Meteorologie genannt. Die Behandlung dieses Problems, das in das Gebiet der Hydrodynamik fällt, ist mit bedeutenden Schwierigkeiten verknüpft und man hat sich deshalb auf bestimmte einfachere Fälle beschränken müssen, wovon oben mehrere Beispiele gegeben sind.

Sehr bedeutsame Beiträge zu dieser Behandlung verdanken wir J. Thomson, Ferrel, Oberbeck, Helmholtz, Guldberg, Mohn, Ekholm, Sprung, De Marchi und in letzter Zeit Bjerknes und Sandström.

Die gewöhnliche Behandlungsweise, die oben teilweise angewandt worden ist, besteht darin, dass man die aus der Mechanik übernommenen Bewegungsgleichungen auf die Bewegung einer Luftmasse, welche als ein Massen-Partikel betrachtet wird, anwendet. Andere Methoden haben Helmholtz und Lord Kelvin eingeschlagen. Der erste betrachtet in seiner Wirbeltheorie eine aus Flüssigkeitspartikeln zusammengesetzte Fläche und ihre Deformationen, Lord Kelvin dagegen in seiner Cirkulationstheorie eine aus Luft- oder Flüssigkeitspartikeln zusammengesetzte geschlossene Kurve.

Die letzte Behandlungsweise ist von Bjerknes aufgenommen und von Sandström weitergeführt worden. Da sie zu relativ einfachen und übersichtlichen Schlüssen führt, wollen wir ihr folgen.

Die Cirkulation. Denken wir uns eine Reihe von bewegten Luftpartikelchen, die eine geschlossene Kurve s bilden, und betrachten wir

die Geschwindigkeitskomponente u_s längs der Tangente zu s an jeder Stelle der Kurve, so wird das Integral dieser Geschwindigkeitskomponente längs s:

$$C = \int^s u_s \, ds$$

von Lord Kelvin die Cirkulation der Kurve s genannt. Sie ist offenbar gleich dem Produkt aus der mittleren Geschwindigkeit längs s und der Länge der Kurve s. Ihre Dimensionen sind infolgedessen Länge^2:Zeit.

Aus der obigen Formel erhalten wir durch Differentiierung, falls u_s die längs der Tangente von s gerichtete Komponente der Beschleunigung an einer Stelle von s bedeutet:

$$\frac{dC}{dt} = \int^s u'_s \, ds,$$

welche Cirkulationszunahme von den Dimensionen Länge^2:Zeit^2 oder Geschwindigkeitsquadrat ist. (Das zweite Glied im Werte von dC/dt zufolge der Variation der Integrationsgrenze fällt weg, weil die beiden Grenzen zusammenfallen.)

Die Beschleunigung u'_s rührt von folgenden Kräften her: Schwere, Druckgradient, ablenkende Kraft der Erddrehung und Reibung, und ist gleich der Summe der längs s gerichteten Komponente der entsprechenden Beschleunigungen, welche wir g_s p_s d_s und r_s nennen wollen. Folglich gilt:

$$\frac{dC}{dt} = \int g_s \, ds + \int p_s \, ds + \int d_s \, ds + \int r_s \, ds.$$

Die von Lord Kelvin eingeführte Behandlungsweise bietet vor anderen die beiden grossen Vorteile, dass dabei die Fliehkräfte, welche senkrecht auf die Kurve s gerichtet sind, in die Rechnung nicht eingehen, dass dagegen die Bedeutung der ablenkenden Kraft d_s in sehr deutlicher Weise zur Geltung kommt.

Wenn man sich eine Vorstellung von der Grösse von C machen will, so thut man dies am einfachsten durch sogenannte mechanische Quadratur. Mit anderen Worten, man setzt (Fig. 223) die Länge s als Abscissenachse an, wobei man mit einem beliebigen Punkt O als Nullpunkt anfängt, und zeichnet die Grösse von u_s als Ordinate. Diese Ordinate muss in O und S denselben Wert haben, da diese beiden Punkte auf der s-Kurve aneinander grenzen. Das Integral C ist dann gleich der Fläche, welche von der durch die Ordinaten-Endpunkte gebildeten Kurve,

den beiden End-Ordinaten in O und S und der Linie OS eingeschlossen ist. Diese Fläche ist in der Fig. 223 schraffiert. Da die Windgeschwindigkeit gewöhnlich in m pro Sek. gerechnet wird, verwendet man auch bei diesen Berechnungen mit Vorteil den Meter als Längeneinheit und die Sekunde als Zeiteinheit. In derselben Weise berechnet man die übrigen oben vorkommenden Integrale.

Wir wollen nun die vier Teilintegrale, welche zusammen dC/dt bilden, jedes für sich betrachten.

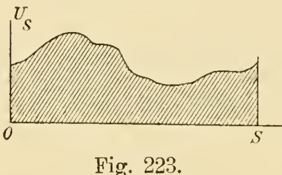


Fig. 223.

Das Integral $\int g_s\, ds$ stellt die Arbeit dar, welche gegen der Schwerkraft geleistet wird, falls man die Masseneinheit, also ein Grammstück längs der Kurve s von dem Nullpunkt zum Punkte S, welcher neben dem Nullpunkt liegt, einmal herumführt. Da die Schwere ein Potential besitzt, so ist diese Arbeit und damit auch das Integral $\int g_s\, ds$ gleich Null.

Das zweite Teilintegral $\int p_s\, ds$ ist gleich dem Quotienten aus dem Unterschied db/ds von dem Drucke an zwei 1 m^2 grossen auf s senkrechten Flächen, welche um 1 m voneinander entfernt sind und der Masse ϱ (in Grammen), welche in 1 m^3 sich befindet. Die Einheit von b ist 100 Dynen (m:Sek.^{2}). An Stelle der Masse ϱ (Dichtigkeit) kann man das Volumen (v) in m^3 einführen, in welchem die Masseneinheit sich befindet. Es ist:

$$\int p_s\, ds = -\int \frac{1}{\varrho}\frac{db}{ds}\, ds = -\int v\, db.$$

Das negative Vorzeichen soll andeuten, dass die betreffende treibende Kraft zum abnehmenden Druck hin gerichtet ist.

Wir kommen jetzt zum dritten Teilintegral $\int d_s\, ds$, welches von der Drehung der Erde herrührt. Falls wir die Lage der Kurve s auf ein festes Koordinatensystem im Raume beziehen würden, so würde d_s aus der Rechnung verschwinden. Diese scheinbare Kraft kommt nur dadurch zu Stande, dass wir die Lage von s in Bezug auf feste Achsen im Erdkörper (geocentrische Koordinaten) bestimmen, von welchen zwei in einem Sterntag (= 86164 Sek.) einen Winkel von 360° beschreiben.

Denken wir uns jetzt eine Kurve längs eines mit der Erde fest verbundenen Breitenkreises, so ist ihre Cirkulation, wenn r den Halbmesser des Breitenkreises bedeutet:

$$C = \int_0^{2\pi r} \frac{2\pi r}{86\,164}\, ds = \frac{4\pi^2 r^2}{86\,164}.$$

Führen wir jetzt die Winkelgeschwindigkeit der Erde $w = 2\pi : 86164$ ein, so erhalten wir:

$$C = 2\pi w r^2 = 2 w O,$$

worin $O = \pi r^2$ die von dem Breitekreis eingeschlossene Oberfläche bedeutet.

Es ist nun leicht einzusehen, dass für eine Kurve, welche ein in der Ebene des Parallelkreises gelegenes Oberflächenelement $d\,O$ einschliesst, das von zwei Kreisen um die Erdachse und zwei Durchmessern durch den Kreismittelpunkt begrenzt ist, der Ausdruck $C = 2 w\, d\, O$ gilt und dass folglich der Ausdruck $C = 2 w O$ für jede Kurve zutrifft, die in einer mit der Äquatorialebene parallelen Ebene liegt. Es ist ebenfalls leicht einzusehen, dass für ein Kurvenstück, welches in einer (auf der Äquatorialebene senkrechten) Meridianebene mit der Erde fest verbunden liegt, das Integral $\int u_s\, d\, s$ zufolge der Erddrehung gleich Null ist, denn überall längs diesem Kurvenstück ist die Geschwindigkeit senkrecht auf dasselbe gerichtet und infolgedessen $u_s = o$. Hieraus folgt, dass für eine Kurve, welche aus vier Stücken besteht, von welchen zwei in Meridianebenen liegen und die übrigen zwei Stücke von Kreisen ausmachen, deren Mittelpunkte auf der Erdachse, aber in verschiedener Entfernung vom Erdmittelpunkt liegen, die Cirkulation zufolge der Erddrehung genau ebenso gross ist wie für ihre Projektion auf die Äquatorialebene. Nun kann jede mit der Erde fest verbundene Kurve mit einem Netz von Flächenelementen gefüllt werden, die von Kurvenstücken begrenzt sind, welche entweder in Meridianebenen liegen oder Kreisbogen um die Erdachse bilden. Die Cirkulation um die ganze Kurve ist gleich derjenigen um alle Flächenelemente, folglich gleich der Cirkulation um alle Projektionen dieser Flächenelemente auf die Äquatorialebene, deren Summe gleich der Projektion der Kurve selbst in diese Ebene ist. Daraus folgt, dass die von der Erddrehung herrührende Cirkulation C_e längs einer geschlossenen, fest mit der Erde verbundenen Kurve s gleich dem Produkt von der doppelten Winkelgeschwindigkeit der Achsendrehung und der von der Projektion der Kurve s auf der Äquatorialebene eingeschlossenen Fläche O ist, oder mathematisch ausgedrückt:

$$C_e = 2\, w\, O$$

und:

$$\frac{d\, C_e}{d\, t} = \int d_s\, d s = 2\, w \frac{d\, O}{d\, t}.$$

Dieses Glied, das in sehr einfacher Form den Einfluss der Erddrehung darstellt, ist zu den übrigen Gliedern des Ausdrucks dC/dt, welche sich auf ein mit der Erde fest verbundenes Koordinatensystem beziehen (als Korrektionsglied wegen der Beweglichkeit der Koordinatenachsen), hinzuzufügen, damit man den absoluten Wert von dC/dt (in Bezug auf ein im Raum festes Koordinatensystem) erhält.

Das vierte Glied des Ausdruckes dC/dt, nämlich $\int r_s\, ds$, welches den Einfluss der Reibung darstellt, ist nach dem oben gesagten an jeder Stelle der Geschwindigkeit der Luft (u_s) proportional oder:

$$\int r_s\, ds = -R\int u_s\, ds = -RC.$$

Das Minuszeichen bedeutet, dass die Reibung immer der Bewegung entgegenwirkt und dieselbe zu hemmen strebt.

Es möge aber hier hervorgehoben werden, dass zufolge der Reibung die Cirkulation bisweilen zunehmen kann. Es bewege sich beispielsweise ein Luftstrom längs der Erdoberfläche in einem Breitenkreise von West nach Ost parallel der Erdoberfläche. Die Luftströmung möge anfangs bis zu einer gewissen Höhe überall die gleiche Geschwindigkeit besitzen. Eine in diesem Luftstrome gezogene geschlossene Kurve hat die Cirkulation Null. Durch Reibung gegen die Erdoberfläche sinkt die Geschwindigkeit an der unteren Seite, demzufolge steigt die Cirkulation längs der Kurve.

Wir erhalten demnach als endgiltigen Ausdruck der Cirkulationszunahme:

$$\frac{dC}{dt} = -\int v\, dp - 2\, w\frac{dO}{dt} - RC.$$

Aus unten angegebenen Gründen benutzt man das Minuszeichen vor $2\,w\,\frac{dO}{dt}$.

Von diesen Gliedern hat das erste die grösste physikalische Bedeutung, da in ihm die Ursache der Luftbewegungen ausgedrückt ist; die zwei übrigen Glieder vermögen keine Luftströmungen hervorzurufen, nur schon bestehende zu deformieren. Es ist deshalb von besonderem Interesse, den Ausdruck $\int v\, dp$ zu studieren, was Bjerknes gethan hat.

Zur Erläuterung dieses Begriffes möge folgendes Beispiel dienen. Wir wollen das Glied $\int v\, dp$ für eine in einer Meridianebene der Erde gelegenen Kurve s berechnen. Dazu brauchen wir die Kenntnis des spezifischen Volumens (v) der Luft und des Luftdruckes in jedem Punkte

der Meridianebene. Graphisch mögen diese beiden Grössen durch zwei Kurvensysteme dargestellt werden, nämlich Isobaren oder Linien gleichen Druckes und Isosteren, d. h. Linien gleichen spezifischen Volumens (gleicher Dichte) der Luft (Fig. 224; die s-Kurve ist darin punktiert).

Die ausgezogenen Isobaren laufen unten an der Erdoberfläche nahezu parallel, konvergieren aber, wegen der grösseren Luftdichte ein wenig am Pol, während sie beim Äquator weiter voneinander entfernt sind (proportional der absoluten Lufttemperatur). Die gestrichelt gezeichneten Isosteren liegen aus demselben Grunde am Pol höher als am Äquator, weil wegen der Kälte am Pol die Luft (unter gleichem Druck an der Erdoberfläche) dichter ist als am Äquator. Am Pol ist deshalb die Dichte

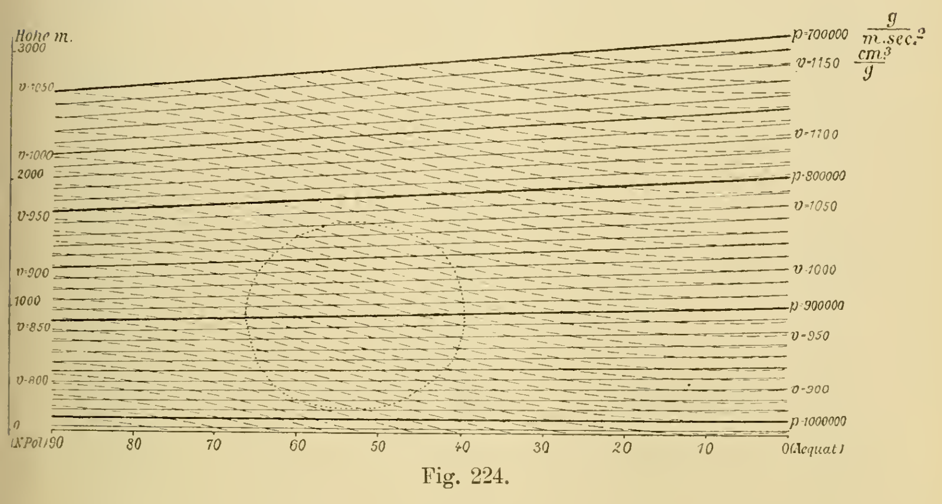


Fig. 224.

der Luft erst in der Höhe ebenso gross (und damit das spezifische Volumen dasselbe) wie an der Erdoberfläche in der Nähe des Äquators.

Das Integral $\int v\,dp$ kann nun auf die Weise berechnet werden, dass wir in ein rechtwinkliges Koordinatensystem mit p als Abscisse und v als Ordinate, eine geschlossene Kurve s_1 einzeichnen (Fig. 225), welche den Zusammenhang zwischen p und v in jedem Punkte der Kurve s darstellt. Diese s_1-Kurve ist eine Art Abbildung (Verzerrung) der s-Kurve in Fig. 224. Die Grösse des Integrals $\int v\,dp$ wird nun durch die Anzahl innerhalb s_1 liegenden Flächenelemente dargestellt, die von zwei benachbarten Isobaren und zwei benachbarten Isosteren eingeschlossen sind. Weil aber die s_1-Kurve in Fig. 225 eine Abbildung der s-Kurve in Fig. 224 ist, so fallen genau gleich viele solche Flächenelemente innerhalb s_1 in Fig. 225, wie innerhalb s in Fig. 224, indem

jedes rektanguläre Flächenelement in Fig. 225 einem rhomboëdrischen Flächenelement in Fig. 224 entspricht.

Man hat infolgedessen nicht nötig die letzte Kurve zu zeichnen, um das Glied $\int v\,dp$ zu berechnen, man braucht nur die Anzahl der von der s-Kurve in Fig. 224 eingeschlossenen rhomboëdrischen Flächenelemente zu zählen.

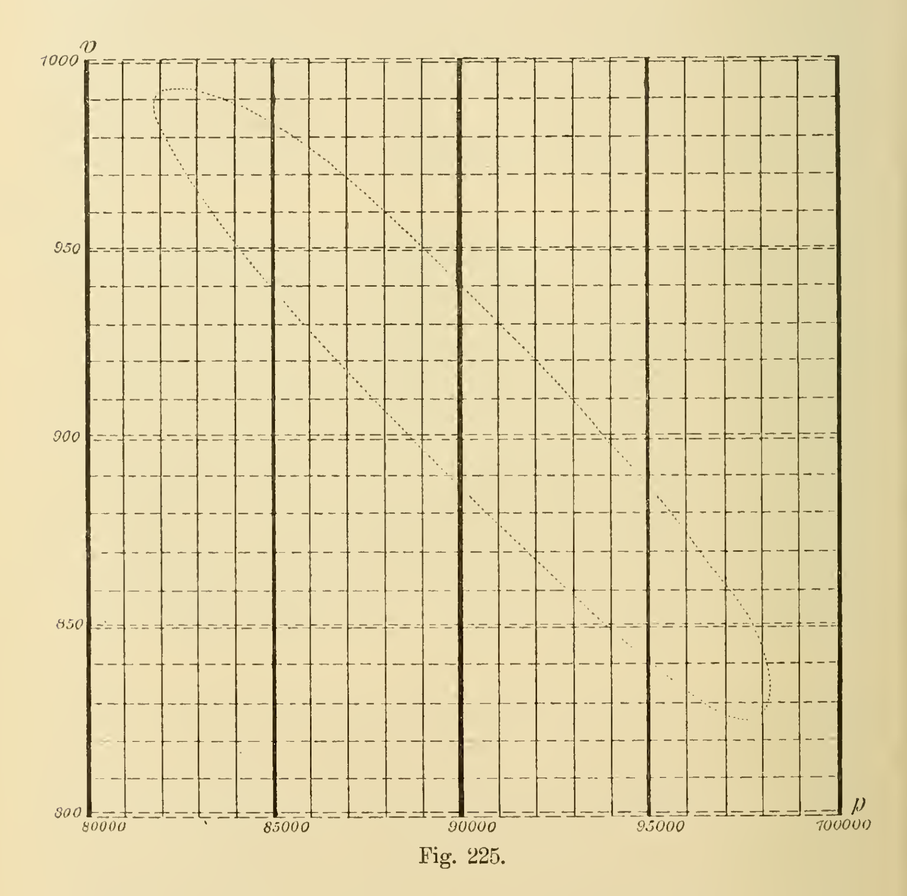


Fig. 225.

Wenn wir nun uns nicht auf eine Meridianebene beschränken, sondern die ganze Atmosphäre betrachten, so bilden die Punkte gleichen Druckes nicht eine Linie, sondern eine isobare Fläche. Zur Versinnlichung der Grösse des Luftdruckes erhalten wir demnach eine Schar von isobarischen Flächen und zur Versinnlichung der spezifischen Volumina der Luft eine Schar von isosteren Flächen. Diese beiden Flächensysteme durchschneiden einander und schliessen zwischen zwei Paaren

von benachbarten Flächen längliche Streifen von rhomboëdrischem Querschnitt ein. Diese Streifen werden von Bjerknes „Solenoïde" genannt. Daraus geht hervor, dass das Integral $\int v\,dp$ längs einer beliebigen in der Atmosphäre liegenden Kurve s gleich der Anzahl (A) der von dieser Kurve umschlossenen Solenoïde ist.

Es ist infolgedessen mathematisch ausgedrückt:

$$-\int v\,dp = A$$

und wir erhalten auf diese Weise folgenden einfachen Ausdruck von dC/dt:

$$\frac{dC}{dt} = A - 2w\frac{dO}{dt} - RC.$$

Um nun den Sinn zu bestimmen, in welchem diese verschiedenen Einflüsse wirken, wollen wir zuerst das Glied A betrachten. Zu diesem Zweck nehmen wir in Fig. 226 aus der Fig. 224 einen vergrösserten Durchschnitt $abcda$ eines Solenoïds heraus, der zwischen den isobaren Flächen $p = 1\,010\,000$ und $p = 1\,000\,000$ und zwischen den isosteren Flächen $v = 800$ und $v = 810$ eingeschlossen ist. Längs ab ist $v = 810$ und $dp = 10^4$, längs bc ist $dp = 0$, längs cd ist $v = 800$ und $dp = -10^4$ und längs da ist wiederum $dp = 0$. Das Integral $\int v\,dp$ ist infolgedessen gleich $+10^5$. Die Cirkulation wird in Richtung $adcba$, d. h. in linksdrehendem Sinne beschleunigt. Die Luft wird nämlich von den Solenoïden da aufwärts getrieben, wo die Dichte gering ist, und da hinuntergedrückt, wo grosse Dichte herrscht. Mit anderen Worten, die Solenoïde streben die Luft so zu verteilen, dass die spezifisch schweren Schichten nach unten, die spezifisch leichten nach oben kommen, wie es ja natürlich ist.

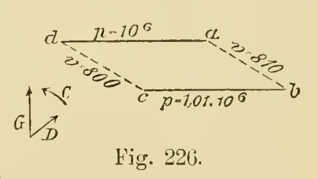


Fig. 226.

Wenn man den Druckgradienten G in Fig. 226 nach sinkendem Druck gerichtet hineinzeichnet und ebenfalls den Dichtegradienten D nach abnehmender Dichte gerichtet, so wird die Cirkulation von den Solenoïden im Sinne des Pfeiles C gerichtet, d. h. vom Dichtegradienten den kürzesten Weg zum Druckgradienten.

Zur Beurteilung der Richtung, in welcher die Erddrehung wirkt, schreiben wir folgende Beziehung zwischen der absoluten Cirkulation C_a, der zur Erde als feststehend sich beziehenden Cirkulation C und der absoluten Cirkulation der drehenden Erde C_e:

$$C_a = C + C_e.$$

Nehmen wir nun an, dass keine anderen Umstände auf die Cirkulation Einfluss üben als die Erddrehung, so ist C_a als konstant anzusehen, da auf dieselbe die Erddrehung keinen Einfluss ausübt. C_e ist gleich $2\,w\,O$ und die Richtung derselben ist von der Erddrehung gegeben. Diese Richtung kann als „cyklonisch" bezeichnet werden, da sie auf den beiden Halbkugeln mit der Richtung der Winde in einer Cyklone übereinstimmt

Wächst nun O, so nimmt auch C_e und zwar in cyklonischer Richtung zu. Da nun C_a konstant ist, so muss die auf die Erde bezogene Cirkulation C um ebensoviel „cyklonisch abnehmen" oder, was dasselbe ist, „anticyklonisch wachsen". Da wir immer die Cirkulation C in Bezug auf die Erde berechnen, so folgt hieraus die Regel, dass, wenn die Projektion O der von der Kurve s eingeschlossenen Fläche auf der Äquatorialebene wächst, so nimmt auch die anticyklonische Cirkulation längs der Kurve s zu. Diese Richtung wollen wir als negativ bezeichnen (mit dem gewöhnlichen geometrischen Gebrauch stimmt diese Bezeichnung für die nördliche Halbkugel überein). Das Minuszeichen wird für dieses Glied benutzt, weil es im allgemeinen wie die Reibung dahin wirkt, die Luftbewegungen zu verlangsamen. Ebenso wie betreffs der Reibung können aber Fälle vorkommen, in welchen die Erddrehung auf die Cirkulation beschleunigend wirkt.

Betreffs der Reibung R scheint es nicht wohl möglich, dieselbe experimentell zu bestimmen, sondern wir müssen uns wie Guldberg und Mohn damit begnügen, solche relativ einfache Fälle in der Natur aufzusuchen, bei welchen die übrigen Glieder in der Cirkulationsgleichung einigermaassen leicht bestimmt werden können (vgl. S. 681). Dies geschieht wohl am besten, wenn die Cirkulation konstant ist, also bei sogenanntem stationären Zustande, wobei:

$$\frac{dC}{dt} = 0 = A - 2\,w\,\frac{dO}{dt} - R\,C.$$

Verwendung der Theorie. Sandström hat auf eine Anwendungsweise der Bjerknesschen Theorie die Aufmerksamkeit gerichtet, bei welcher noch weitere Vereinfachungen von selbst sich ergeben.

Bei Anwendung der Theorie ist es natürlich, die Kurve s so zu legen, dass die Rechnungen so übersichtlich wie möglich werden. Dies geschieht am einfachsten dadurch, dass man die Kurve s aus zwei Isobarenstücken ($p = p_0$ und $p = p_1$), längs welchen $dp = 0$ und folglich auch $\int v\,dp = 0$, und zwei senkrechten Linien, die durch zwei Punkte a und b

gehen mögen und die Isobarenstücke verbinden, zusammensetzt. Es wird dann:

$$A = -\left(\int_{p_0}^{p_1} v\,dp\right)_a + \left(\int_{p_0}^{p_1} v\,dp\right)_b.$$

Nun ist in diesem Fall die Masse von einem m³ $1:v$ g, und der Luftdruck pro m² (p) nimmt danach mit der Höhe nach folgender Formel ab

$$dp = -\frac{g}{v}\,dz,$$

(vgl. S. 579) woraus folgt:

$$-\int_{p_0}^{p_1} v\,dp = \int_{z_0}^{z_1} g\,dz.$$

Die Beschleunigung der Schwerkraft g nimmt wohl etwas mit steigender Höhe z ab, aber jedenfalls so wenig, dass wir in erster Annäherung diese Abnahme vernachlässigen oder einen Mittelwert, g_a bezw. g_b benutzen können. z_0 ist die Höhe, wo der Luftdruck p_0, z_1 diejenige, wo der Luftdruck p_1 herrscht. Diese Werte sind in a und b verschieden, was durch die Indices a und b unten angedeutet wird. Man erhält also:

$$A = g_b\,(z_1 - z_0)_b - g_a\,(z_1 - z_0)_a = E_b - E_a.$$

E_b bezw. E_a ist die Arbeit, welche nötig ist, um die Masseneinheit 1 g von der Isobarenfläche $p = p_0$ zu der Isobarenfläche $p = p_1$ bei den Punkten b und a zu heben.

Weiter gilt für trockne Luft (Masse 1 g):

$$p\,v = kT,$$

das Gasgesetz, worin $k = 84750 : 28{,}9 = 2933$ erg pro °C.

Durch Einführen dieses Wertes erhält man:

$$E_a = -k\int_{p_0}^{p_1} T\,\frac{dp}{p} = kT_a \log\frac{p_0}{p_1},$$

worin T_a eine mittlere absolute Temperatur längs der Vertikale in a bedeutet. Ferner gilt:

$$E_b = k\,T_b \log\frac{p_0}{p_1} = \frac{T_b}{T_a}\cdot E_a$$

und man erhält für A den Wert:

$$A = E_a\,\frac{T_a - T_b}{T_a} = E_a\,\frac{t_a - t_b}{273 + t_b},$$

wo t wie gewöhnlich die Temperatur in Celsiusgraden darstellt.

Feuchte Luft hat ein etwas grösseres spezifisches Volumen (bezogen auf 1 g Substanz) als trockne Luft bei derselben Temperatur. Für dieselbe gilt (vgl. S. 592):

$$(p - 0{,}377\,f)\;v = k\,(273 + t),$$

worin f den Dampfdruck des Wasserdampfes angiebt. Nun können wir nach Guldberg und Mohn eine andere Temperatur, die sogenannte virtuelle Temperatur ϑ einführen, sodass für feuchte Luft die Beziehung gilt:

$$p\,v = k\,(273 + \vartheta).$$

ϑ ist offenbar ein wenig höher als t (um $0{,}377\,f \cdot v : k$).

Für feuchte Luft gilt demnach folgender, ein wenig abgeänderter Wert von A:

$$A = E_a\,\frac{\vartheta_a - \vartheta_b}{273 + \vartheta_a}.$$

Wenn wir wüssten, in welcher Höhe die Isobarenflächen auf verschiedenen Breitegraden verlaufen, so brauchten wir natürlich keine solche Transformationen wie die oben benutzten zur Berechnung von A. Wir kennen aber ihren Verlauf nicht mit genügender Genauigkeit, sondern müssen vielmehr denselben aus der Temperatur der Luft auswerten, wie es oben geschehen ist.

Um aber weiter zu kommen, führen wir nach Sandström noch eine Vereinfachung ein. Es scheint nach den neuesten Messungen die Temperatur der niedrigsten Luftschichten in allen Breiten mit der Höhe in gleichem Maasse abzunehmen, nicht, wie man früher glaubte, viel schneller am Äquator als in höheren Breiten. Dies kann aber nicht bis zu sehr grossen Höhen fortgehen (vgl. S. 588—589), sondern zuletzt muss eine Höhe kommen, in welcher der Unterschied der Temperatur zwischen Pol und Äquator sehr gering ist. Mit Hrn. Sandström wollen wir deshalb die vereinfachende Annahme machen, dass die Temperaturdifferenz zwischen zwei Punkten auf verschiedener geographischer Breite in derselben Isobarenfläche dem absoluten Wert der virtuellen Temperatur in dieser Fläche, z. B. am Äquator, proportional ist. Falls dies für die virtuelle Temperatur am Äquator gilt, so gilt es offenbar auch für alle anderen geographischen Breiten. Diese Annahme stimmt mit der Beobachtung, dass die vertikale Temperaturabnahme in den unteren Luftschichten unter allen geographischen Breiten ungefähr gleich gross ist. Sie ergiebt weiter, dass in sehr grosser Höhe der Temperaturunterschied Null wird und entspricht demnach sehr gut der Erfahrung.

Es möge also für die Temperaturdifferenz zweier Punkte, die in den Vertikalen durch a und b auf derselben Isobarenfläche gelegen sind, der Ausdruck:

$$\frac{\vartheta_a - \vartheta_b}{273 + \vartheta_a} = K$$

überall denselben von der Höhe unabhängigen Wert besitzen, so können wir die Grösse von K aus den Daten über Temperatur und Feuchtigkeit für die Meeresfläche berechnen, denn der Druck im Meeresniveau kann im Mittel überall als gleich gross angenommen werden. Die so berechneten Daten sind in folgender Tabelle gesammelt.

Durchschnittliche Beträge der Temperatur, relativen Feuchtigkeit und virtuellen Temperatur in der Meeresoberfläche.

	Jahr			Winter			Sommer		
Geogr. Breite	Temp. [1]	Rel. Feucht. [2]	Virtuelle Temp.	Temp. [1]	Rel. Feucht. [2]	Virtuelle Temp.	Temp. [1]	Rel. Feucht. [2]	Virtuelle Temp.
N.-P.	— 20,0	(83)	— 20,0	(— 38,0)	(87)	(— 38,0)	(0,0)	(77)	(0,5)
80	— 16,7	(83)	— 16,6	— 33,5	(87)	— 33,5	1,8	(77)	2,3
70	— 10,0	83	— 9,8	— 26,0	87	— 26,0	7,0	(77)	7,8
60	— 1,0	80	— 0,6	— 15,8	84	— 15,6	14,0	76	15,3
50	5,8	76	6,5	— 7,0	80	— 6,7	18,1	73	19,7
40	14,0	72	15,2	4,9	76	5,6	24,0	68	25,5
30	20,2	70	22,0	14,6	72	15,8	27,3	69	30,1
20	25,2	73	27,8	21,9	73	23,0	28,3	74	31,5
10	26,7	77	29,7	25,8	76	28,5	26,9	80	30,1
Äq. 0	26,3	80	29,3	26,4	79	29,3	25,6	82	28,6
— 10	25,3	80	28,2	26,3	80	29,3	23,9	81	26,6
— 20	23,0	78	25,4	25,4	77	28,2	20,9	80	22,9
— 30	18,4	78	20,2	21,8	75	23,9	14,6	80	16,0
— 40	12,0	80	13,2	15,6	78	17,1	9,0	81	10,0
— 50	5,6	81	6,4	8,3	82	9,2	2,9	(83)	3,6
— 60	— 0,4	(81)	+ 0,1	1,6	83	2,2	(— 3,8)	(83)	(— 3,4)

[1]) nach Spitaler und Batchelder.
[2]) nach Arrhenius.

Zur Ausführung der Berechnung legen wir die Fusspunkte a und b so, dass a auf 45° n. Br., b dagegen nacheinander auf jeden zehnten Breitekreis vom Nordpol bis zu 60° s. Br. zu liegen kommt. Die obere Isobarenfläche

lassen wir in 1000 m Höhe die Vertikale in a schneiden. Die Grösse E_a ist danach, weil $g_a = 9{,}8$ und $(z_1 - z_0)_a = 1000$, $E_a = 9800$ m² pro Sek.⁻². Diese Zahl braucht nur mit dem Wert K multipliziert zu werden, so erhält man die Anzahl A der Solenoïde zwischen 45⁰ n. Br. und der Breite des Punktes b und zwischen der Meeresoberfläche und der Isobarenfläche, die in 1000 m Höhe über dem Meer auf 45⁰ n. Br. liegt. Aus den Differenzen berechnet man die Solenoïdenzahl zwischen zwei um 10⁰ voneinander entfernten Breitegraden. Die so erhaltenen Daten sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt (worin also $b = a + 10^0$).

a	$K = \frac{\vartheta_a - \vartheta_b}{\vartheta_{45^0} + 273}$			$A = E_{45^0} \cdot \frac{\vartheta_a - \vartheta_b}{\vartheta_{45^0} + 273}$		
	Winter	Sommer	Jahr	Winter	Sommer	Jahr
N.-P.						
80	0,0165	0,0061	0,0120	162	60	118
70	0,0275	0,0186	0,0239	270	182	234
60	0,0382	0,0254	0,0324	374	249	318
50	0,0327	0,0149	0,0250	320	146	245
40	0,0451	0,0196	0,0306	442	192	300
30	0,0374	0,0155	0,0239	367	152	234
20	0,0264	0,0047	0,0204	259	46	200
10	0,0202	— 0,0047	0,0067	198	46	66
Äq. 0	0,0029	— 0,0051	— 0,0014	28	50	14
— 10	0,0000	— 0,0068	— 0,0039	0	67	38
— 20	— 0,0040	— 0,0125	— 0,0099	39	122	97
— 30	— 0,0158	— 0,0233	— 0,0183	155	228	179
— 40	— 0,0250	— 0,0203	— 0,0246	245	201	241
— 50	— 0,0290	— 0,0216	— 0,0239	284	212	234
— 60	— 0,0257	— 0,0237	— 0,0222	252	232	218

Denselben A-Wert erhält man für die Zahl der Solenoïde zwischen den Isobarenflächen, die in 1000 m Höhe und 2000 m Höhe durch die Lotlinie in 45⁰ n. Br. gehen. Dabei wird von der unbedeutenden Veränderung von g mit der Höhe abgesehen. Dasselbe gilt betreffs der Isobarenflächen in 2000 m und 3000 m u. s. w.

Die Stabilität der Atmosphäre. Wie oben hervorgehoben, sinkt die Lufttemperatur im allgemeinen bedeutend weniger mit der Höhe als die Berechnung nach Annahme einer adiabatischen Ausdehnung verlangt. Wird demnach eine trockne Luftmasse ohne Wärmezufuhr gehoben, so nimmt ihre Temperatur in allen Luftschichten gegen die nor-

male ab. Die Isosteren sinken alle auf dieser Strecke, wodurch neue Solenoïde entstehen, die einem weiteren Steigen der Luft entgegenwirken. Ebenso wird ein Sinken der Luft durch die damit verbundene Erhöhung der Temperatur gehemmt. Durch diesen Umstand erhält die Luft eine bedeutende Stabilität gegen Verschiebungen in vertikaler Richtung, besonders nach unten.

Mit dieser Stabilität hängt eine Tendenz der Luftbewegungen, einen stationären Zustand anzunehmen, nahe zusammen. Wenn z. B. eine in der Luft verlegte s-Kurve ihre Projektion auf der Äquatorialebene verändert, so entstehen dadurch Beschleunigungen, welche sich in dem Ausdruck dC/dt kundgeben. Dieselben rufen eine aufsteigende Bewegung der Luft in einem, eine absteigende Bewegung derselben in einem anderen Teile der Luft längs der s-Kurve hervor. Die dadurch entstehenden adiabatischen Temperaturveränderungen bringen ein Solenoïdensystem zustande, welches in entgegengesetzter Richtung wie die Erddrehung wirkt und dieses Solenoïdensystem nimmt an Mächtigkeit zu, bis es der Drehung genau Gleichgewicht hält, sodass die Cirkulationszunahme Null wird, d. h. die Bewegung stationär wird.

Zufolge der Erddrehung kann also die Lufttemperatur an einigen Stellen stark zu-, an anderen ebenso stark abnehmen, ohne dass eine Zufuhr von Wärme durch Wasserkondensation, Strahlung oder andere Umstände dazu nötig ist. Unter solchen Verhältnissen wäre es in hohem Grade zu empfehlen, diese Einwirkung bei der Bestimmung der Lufttemperatur in hohen Luftschichten, z. B. bei Beobachtungen mit Hilfe von Ballons oder Drachen zu berücksichtigen, was bisher nicht geschehen ist. Man wird vermutlich auf diese Weise eine Erklärung für die vielen unerwarteten Temperaturverhältnisse bei diesen Beobachtungen auffinden.

Berechnung der Lufttemperatur aus den Windgeschwindigkeiten. Wegen der hervorgehobenen Bestrebung der Cirkulation, einen konstanten Wert anzunehmen, kann man für Luftbewegungen, die einige Zeit angehalten haben oder für Durchschnittszustände der Luftbewegung voraussetzen, dass sie sich recht nahe dem stationären Zustand anschliessen. Dabei ist:

$$E_a \frac{\vartheta_a - \vartheta_b}{273 + \vartheta_a} = A = 2w \frac{dO}{dt} + RC.$$

Ist die Bewegung der Luft bekannt, so kann man daraus C und dO/dt berechnen. Kennt man nun auch R aus älteren Beobachtungen,

so erhält man die Differenz $\vartheta_a - \vartheta_b$ der virtuellen Temperatur in den Vertikalen a und b aus folgender Gleichung:

$$\vartheta_a - \vartheta_b = \frac{273 + \vartheta_a}{E_a}\left(2\,w\,\frac{d\,O}{d\,t} + R\,C\right).$$

Diese Berechnung ergiebt, dass niedrigere Temperatur zufolge adiabatischer Ausdehnung da herrscht, wo die Luft von der Cirkulation in die Höhe gehoben wird.

Eine grosse Vereinfachung tritt ein, wenn, wie oft der Fall, RC gegen $2\,w\,d\,O/d\,t$ vernachlässigt werden darf. Einige solche Fälle mögen unten näher erläutert werden.

Nehmen wir an, dass wie gewöhnlich die Wolken sich schneller bewegen als der Wind an der Erdoberfläche. Stellen wir uns zur Orientierung dann so, dass das Gesicht nach der Richtung der Bewegung der Wolken relativ zu den unteren Luftschichten eingestellt ist. Denken wir uns danach eine s-Kurve in der Luft so gelegt, dass sie aus einer senkrechten Linie in einiger Entfernung auf der rechten Seite und einer anderen ähnlichen Linie ebensoweit nach links, sowie aus isobarischen Linien in der Nähe der Erdoberfläche und in einer bestimmten Höhe zusammengesetzt ist. Diese Kurve, deren Projektion auf der Äquatorialebene anfangs Null ist, verändert sich durch die Luftbewegung so, dass sich die beiden Lotlinien nach vorne biegen und sich dabei stetig verlängern. Es herrscht also längs dieser Kurve zufolge der Erddrehung eine anticyklonische Luftbewegung, wodurch die Luft auf der rechten Seite heruntersinkt und sich erwärmt, auf der linken dagegen aufsteigt und sich abkühlt. Bei Annahme einer stationären Bewegung ist diese Temperaturverteilung schon seit einiger Zeit vorhanden.

Aus dieser Betrachtung erhält man folgende Regel. Wenn man in der Richtung der Wolkenbewegung relativ zu den niederen Luftschichten blickt, so ist die Temperatur rechts höher, links niedriger als am Standorte.

Oft ist die Geschwindigkeit der niederen Luftschichten so gering verglichen mit derjenigen der höheren, dass man die Wolkenbewegung ohne nennenswerten Fehler auf die stillstehende Erdoberfläche beziehen kann. Es kann aber auch vorkommen, dass der obere Wind weniger kräftig ist als der untere. Wehen dabei beide in nahezu gleicher Richtung wie in der Nähe einer Cyklone, so tritt der eigentümliche Zustand ein, welcher in Amerika bisweilen beobachtet worden ist, dass die Temperatur nach links von der Windrichtung zunimmt, das heisst, dass die Cyklone ein warmes Centrum besitzt. In derselben Weise können die Windgeschwindigkeiten auf Anticyklonen mit kaltem Centrum hindeuten.

Um diese Betrachtungen an einem konkreten Beispiel durchzuführen, wollen wir die Daten der wissenschaftlichen deutschen Ballonfahrten benutzen. Bei den Auffahrten bei cyklonischer Wetterlage wurde die mittlere Windgeschwindigkeit in der Nähe der Erdoberfläche gleich 4,6 m pro Sek. gefunden. Die Windgeschwindigkeit in 5000 m Höhe war durchschnittlich 4,3 mal grösser, d. h. 19,8 m pro Sek.

Denken wir uns nun die s-Kurve so gelegt, dass die Lotlinie durch a im Centrum der Cyklone liegt, diejenige durch b in 1000 km Entfernung davon, so erhalten wir unter der Annahme, dass die oberen und unteren Winde gleichgerichtet sind, einen Wert von $dO/dt = 12{,}16.10^6$ m² pro Sek. E_a ist $5000.9{,}80 = 49\,000$ m² pro Sek.², $w = 7{,}29.10^{-5}$ pro Sek. Nehmen wir die virtuelle Temperatur ϑ_a in dem Cyklonencentrum gleich $+10^0$ C. an, so erhalten wir $\vartheta_a - \vartheta_b = -10{,}2^0$ C.

Die Cyklonen in Mittel-Europa sind danach bis zu 5 km Höhe im Mittel etwa 10° C. kälter als die Umgebung, bei Annahme eines mittleren Halbmessers der Cyklone von 1000 km, was ungefähr den thatsächlichen Verhältnissen entspricht.

In derselben Weise kann man aus den Angaben, dass bei anticyklonischer Wetterlage die Windgeschwindigkeit unten 4,4 m pro Sek., in 5000 m Höhe dagegen 15,8 m pro Sek. beträgt, berechnen, dass die Differenz der virtuellen Temperatur im Centrum der Anticyklone und 1000 km davon im Mittel 7,7° C. beträgt.

Dass die Temperatur in anticyklonischen Gebieten wärmer, in cyklonischen dagegen kälter als in der Umgebung ist, hat Hann nachgewiesen; ebenso hat er richtig die Ursache dieser Erscheinung in der adiabatischen Volumsveränderung der Luft in diesen Gebieten gesucht.

Bei den wissenschaftlichen Ballonfahrten von Berlin aus, fand man folgende durchschnittliche Temperaturen in ° C.

Höhe	Winter		Sommer	
Meter	Cyklone	Anticyklone	Cyklone	Anticyklone
0	+ 3,0	+ 1,5	+ 15,7	+ 20,6
1000	— 2,2	+ 1,3	+ 9,1	+ 13,6
2000	— 8,0	— 2,0	+ 3,0	+ 7.7
3000	— 15,1	— 6,7	— 0,8	+ 2,1
4000	— 20,8	— 10,9	— 7,0	— 3,3
5000	— 27,5	— 16,0	— 15,3	— 9,1
6000	— 34,0	— 25,8	—	— 17,2
7000	(— 44,4)	(— 30,2)	—	(— 22,0)
8000	(— 48,5)	(— 37,9)	—	(— 30,7)

Die eingeklammerten Zahlen entsprechen je einer einzigen Beobachtungsfahrt.

Wie aus dieser Tabelle ersichtlich, sind die Anticyklonen besonders im Winter bedeutend wärmer als die Cyklonen. Der Unterschied scheint wenigstens anfangs mit der Höhe zu steigen. Sieht man wegen der störenden Einflüsse der Strahlung und der Erwärmung durch von der Erdoberfläche aufsteigende Luftströmungen von der untersten 1000 m hohen Schicht ab, so ist der mittlere Temperaturüberschuss der Anticyklonen über die Cyklonen im Winter 8,0°, im Sommer 4,2°, im Mittel 6,1° C. Diese Zahl stimmt dem Sinn und der Grössenordnung nach mit der vorhin ausgeführten Rechnung, wonach der Temperaturunterschied zwischen dem Centrum einer Cyklone und demjenigen einer Anticyklone etwa 17,9° C. betragen sollte. Danach wäre eine Temperaturdifferenz zwischen cyklonischen und anticyklonischen Gebieten von im Mittel etwa 6° C. zu erwarten. (Dabei ist ein kreisförmiger Durchschnitt derselben, ein gleichmässiger Temperaturfall vom Centrum zum Rand und ein mittlerer Halbmesser der Cyklonen und Anticyklonen von 1000 km, d. h. eine Entfernung des Centrums der Cyklone von demjenigen der nächstfolgenden Anticyklone von 2000 km angenommen. Diese Zahl wäre nach dem vorhin gesagten (vgl. S. 717) mit etwa 1,9 zu multiplizieren. Danach käme der Wert 11,3 heraus, welcher 1,9 mal grösser als der beobachtete ist. (Wegen der ständigen Bestrebung der Temperaturen sich auszugleichen, wird wohl der theoretische Wert nie erreicht.)

Die Verteilung der Temperatur in der angeführten Weise führt eine entsprechende Verteilung des Luftdruckes mit sich. Da wo die Temperatur höher ist, ist auch die Luft leichter und die Isobarenflächen liegen weniger dicht als da, wo die Temperatur niedriger ist. Daraus folgt, dass, wenn man sich so hinstellt, dass man in der Richtung der Bewegung der Wolken relativ zu den unteren Luftschichten hinblickt, die Isobarenflächen nach rechts divergieren und nach links konvergieren.

Wenn die obere und untere Luftbewegung in derselben Richtung erfolgen und die obere Windgeschwindigkeit die grössere ist, so liegen die isobarischen Flächen im Centrum der Cyklonen dichter aneinander als weiter hinaus, dagegen weniger dicht im Centrum der Anticyklonen als in seiner Umgebung. Das Gegenteil würde eintreffen, wenn die Windgeschwindigkeit oben geringer als unten wäre.

Zur Berechnung der relativen Entfernung der Isobarenflächen über zwei Stationen a und b benutzen wir die Formel:

$$g_a (z_1 - z_0)_a - g_b (z_1 - z_0)_b = E_a - E_b = 2 w \frac{d O}{d t} + RC.$$

Im oben angeführten Beispiel betrug das Glied $2 w \frac{d O}{d t}$ für die Cyklonen 1770, für die Anticyklonen 1330 m² pro Sek.². Vernachlässigen wir das Glied RC und nehmen wir $g_a = g_b = 9{,}80$ m pro Sek.² an, so erhalten wir das Resultat, dass an der Aussenseite der Cyklone, in 1000 km von ihrem Centrum die Isobarenflächen um 180 m weiter voneinander liegen als im Centrum, falls ihre Entfernung dort 5000 m beträgt. 1000 km vom

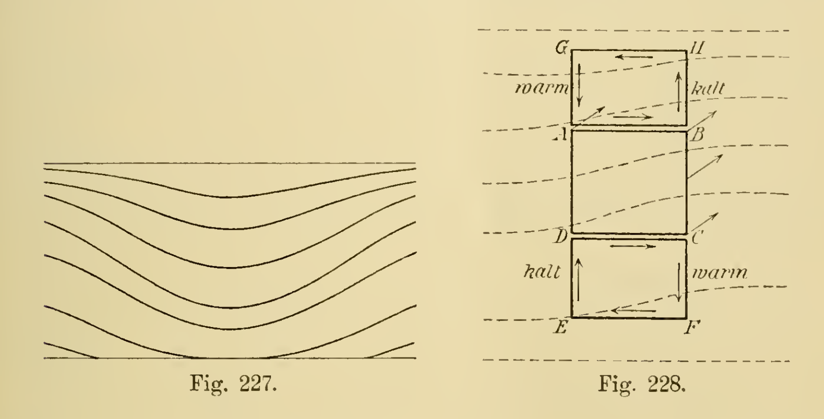


Fig. 227. Fig. 228.

Centrum der Anticyklone liegen sie dagegen um 135 m näher aneinander als im Centrum, wenn sie dort um 5000 m voneinander entfernt sind.

Die Verhältnisse in grösseren Höhen bei Cyklonen und Anticyklonen. Man kann eine Cyklone oder Anticyklone in mehrere Schichten von z. B. je 1000 m Höhe zerlegen und jede dieser Schichten in derselben Weise, wie wir oben den ganzen Luftwirbel behandelt haben, einer Analyse unterwerfen. Dabei hat man die Differenz der Windgeschwindigkeiten an der oberen und unteren Seite jeder Schicht für sich zu betrachten. Man erhält auf diese Weise eine Vorstellung von der Verteilung der Temperatur und des Luftdruckes in jeder Schicht für sich. Leider fehlen noch die Daten, um eine solche detaillierte Untersuchung auszuführen.

Soviel kann man jedenfalls behaupten: wenn, wie dies ohne Zweifel zutrifft, die cyklonische Cirkulation von der Erde ab gerechnet

bis zu einer gewissen Höhe zunimmt, um von da ab wieder abzunehmen, so besitzt die Cyklone unten ein kaltes, oben ein warmes Centrum mit unten dichter, oben weniger dicht geschaarten Isobarenflächen als in der Umgebung. Die Verhältnisse in der Cyklone wären danach schematisch durch Fig. 227 dargestellt.

Entsprechend werden in einer Anticyklone die unteren Luftschichten warm, die oberen kalt sein. Eine solche Anticyklone wird durch eine Umkehrung von Fig. 227 dargestellt.

Die wissenschaftlichen deutschen Ballonfahrten haben wohl ergeben, dass die Drehungsgeschwindigkeit der Luftbewegung in Cyklonen sowohl als in Anticyklonen mit der Höhe zunimmt, dies gilt aber natürlich nur für die bisher erreichten Höhen, und es ist kaum denkbar, dass diese Zunahme bis zur Grenze der Atmosphäre fortgehen kann. Die Beobachtungen des Ganges der Cirrus-Wolken haben, besonders in anticyklonischen Gebieten, auch zu dem Schluss geführt, dass die Wirbelbewegung in höheren Schichten abnimmt und zuletzt aufhört.

Die Verhältnisse in der Umgebung eines horizontalen Luftstromes. Wir wollen zuletzt einen horizontalen Luftstrom in Betracht ziehen, welcher grössere Geschwindigkeit besitzt als die umgebende Luft.

Die Fig. 228 möge in $ABCDA$ den Querschnitt eines solchen Luftstromes darstellen, der in der Richtung der Pfeile, senkrecht auf die Ebene des Papieres, in der als stillstehend angenommenen umgebenden Luft hinfliesst. Wir legen zwei s-Kurven $GHBAG$ und $DCFED$ in der umgebenden Luft so, dass zwei horizontale Seiten AB und CD an der Grenze des Luftstromes liegen. Da die Projektionen dieser beiden s-Kurven auf die Äquatorialebene zunehmen, entsteht in jeder derselben eine von oben gesehen (auf der nördlichen Halbkugel) rechtsdrehende anticyklonale Cirkulation, wodurch Luftströme in den Pfeilrichtungen hervorgerufen werden. Dadurch erwärmt sich die Luft über A und unterhalb C, kühlt sich dagegen oberhalb B und unter D ab. Dadurch wird wiederum eine Verteilung der Isobaren hervorgerufen, welche von den punktierten Linien in der Figur angegeben ist.

Diese Verteilung von höherem Luftdruck auf der rechten Seite, niedrigerem auf der linken Seite eines Luftstromes entspricht der Thatsache, dass die Anticyklonen rechts, die Cyklonen links von der Windrichtung (auf der nördlichen Halbkugel) liegen. In derselben Weise wird der hohe Druck in den unteren Luftschichten unter den sogenannten Rossbreiten verständlich.

Untersuchen wir jetzt, zu welchen Schlüssen wir kommen, wenn wir eine s-Kurve in ähnlicher Weise rechts von dem Luftstrom legen. Wenn der Luftstrom in genau nord-südlicher Richtung verläuft, so ändert sich die Projektion der s-Kurve auf die Äquatorialebene nicht, denn sie bildet ein Parallelogramm von konstanter Basis und konstanter Höhe.

Verläuft dagegen der Luftstrom von West nach Ost, so wächst die Projektion von dem Anfangswert Null. Es entsteht eine rechtsdrehende Luftbewegung, wodurch die Luft im östlichen vertikalen Teil der s-Kurve hinaufsteigt. Der östliche Teil ist derjenige, welcher vom Luftstrom nach Osten mitgeführt wird. Die Luft wird demnach auf der rechten Seite des Luftstromes in die Höhe getrieben. Dasselbe gilt für die linke Seite. Der Auftrieb, welchem in dieser Weise der Luftstrom ausgesetzt wird, wächst vom Pol zum Aquator (er ist offenbar dem Cosinus der geographischen Breite proportional) und mit der Geschwindigkeit des Luftstromes. Diesen Auftrieb hat Dr. Ekholm in anderer Weise abgeleitet.

Zufolge des Auftriebes steigt der Luftstrom und kühlt sich ab. Dies gilt für einen Luftstrom mit nach Osten gerichteter Komponente; für einen Luftstrom mit nach Westen gerichteter Komponente gilt das Gegenteil, er sinkt und erwärmt sich dabei.

Es ist leicht, die Temperaturdifferenzen für diesen Fall in ähnlicher Weise wie oben für die Cyklonen und Anticyklonen zu berechnen.

Die Entstehung von Cyklonen und Anticyklonen. Wie oben angedeutet strebt die Bewegung der Atmosphäre sich dem stationären Zustand anzunähern. Ein ursprüngliches Solenoïdensystem erweckt eine Beschleunigung der Cirkulation, wodurch eine Gegenkraft zufolge der Erddrehung und der Reibung erzeugt wird, oder die Erddrehung und Reibung rufen eine Beschleunigung der Cirkulation hervor, wodurch ein Solenoïdensystem, das in entgegengesetzter Richtung wirkt, sich ausbildet. Der stationäre Zustand tritt bald ein, wie auch die anfängliche Treibkraft der Cirkulation beschaffen sein mag.

Die oben abgeleiteten Sätze, bei welchen der Einfluss der Erddrehung als das ursprüngliche Moment betrachtet wurde, können infolgedessen umgekehrt werden. So z. B. kann man anstatt des Satzes auf S. 750, in welchem eine bestimmte Temperaturverteilung, steigende Temperatur nach rechts, sinkende nach links, als Folgeerscheinung der Richtung der Luftströme abgeleitet wurde, folgenden Satz aussprechen: Wenn man sich so stellt, dass die Temperatur von links nach rechts

steigt, so ist die Bewegung der oberen Luftströme relativ zu den unteren nach der Sichtlinie gerichtet. Als Beispiel dieses Satzes möge die Thatsache dienen, dass wegen der höheren Temperatur der tropischen Gegenden gegenüber den polaren die oberen Luftströme relativ zu den unteren nach Osten gerichtet sind.

Die Wärmeverluste oder -Gewinne bei Aus- oder Einstrahlung an der Erdoberfläche, die Wärmezufuhr in den mittleren Luftschichten bei Wasserkondensation und die dynamische Einwirkung der Erddrehung, die besonders durch die starke relative Bewegung der höchsten Luftschichten gegen die niedrigen zu Stande kommt, üben einen modifizierenden Einfluss auf die schon stationär gewordene Luftbewegung aus.

Wenn die Luft unten an der festen oder flüssigen Erdoberfläche erwärmt wird, so umgiebt sich die warme Luftmasse mit einem Solenoïdensystem, welches sie in die Höhe treibt. In einer s-Kurve, die aus der senkrechten Achse an der erwärmten Stelle, zwei Isobaren und einer mit der Achse parallelen Geraden ausserhalb der erwärmten Stelle besteht, wird die Bewegung längs der unteren Isobare gegen die Achse beschleunigt. Legt man nun eine kreisförmige s-Kurve unten rund um die erwärmte Stelle, so zieht sie sich zusammen und es entsteht längs ihr eine cyklonale Bewegung der Luft.

Solche Cyklonen, die über der festen Erdoberfläche entstehen, haben keine lange Dauer. Nachts entsteht nämlich durch Ausstrahlung ein Solenoïdensystem, das die Luft in entgegengesetzter Richtung beschleunigt. Die über dem Land aufsteigende Luft ist auch relativ trocken, sodass die adiabatische Ausdehnung derselben sehr hemmend wirkt.

Günstiger sind die Cyklonen gestellt, welche über warmen Wasserflächen entstehen, die Tag und Nacht wärmer als ihre Umgebung sind. In der ersten Zeit der Cyklone findet die stärkste cyklonische Bewegung unweit der Meeresoberfläche statt. Die Cyklone hat so lange ein warmes Centrum. Die isobaren Flächen verlaufen wie in Fig. 206. Nach dem Carnotschen Satz wird Wärme hier in Bewegungsenergie verwandelt.

Durch die Kondensation der aufsteigenden Wasserdämpfe wird eine Ausbreitung der cyklonischen Bewegung in höhere Luftschichten befördert. Zuletzt ergreift sie Luftmassen, die so hoch liegen, dass sie vom westlichen Trift beherrscht sind. Dieser Trift strebt die Cyklone gegen Osten zu verschieben. Unten ist das Solenoïdensystem durch den Aufstieg der ungesättigten Luft abgeschwächt und die stärkste Bewegung findet in dem Kondensationsgebiet statt, das zwischen 1000 und 3000 m Höhe

liegt. Zu diesem Resultat trägt auch die grosse Reibung der Luft an der Erdoberfläche bei. Zufolge der Schwächung der Cyklone in dem unteren Teil bekommt der obere Trift das Übergewicht über das schwache untere Solenoïdensystem und die Cyklone verschiebt sich gegen Osten. Sie hat aber nur dann eine längere Lebensdauer, wenn die längs der Erdoberfläche einströmenden Luftmassen stark feucht sind (vgl. S. 728).

Der horizontale Querschnitt der Cyklone, in welchem die cyklonale Bewegung am heftigsten ist, steigt immer mehr in die Höhe. Auch in dem Kondensationsgebiet ist, wie unten gezeigt wird, die Reibung sehr bedeutend, während sie nach oben stark abnimmt. Bei den deutschen wissenschaftlichen Ballonfahrten hat man nur den kalten unteren Teil der Cyklone, in welchem noch nicht die maximale Drehungsgeschwindigkeit erreicht ist, beobachtet, obgleich man bis zu Höhen von 6000 m gestiegen ist. Der obere warme Teil der Cyklone entzog sich gänzlich der Beobachtung.

Ganz anders verhält es sich mit einigen amerikanischen, von Helm Clayton beobachteten Cyklonen, bei welchen die drehende Bewegung schon in 3000 bis 4000 m Höhe auf Null gesunken war. Cyklonen, die dem in Amerika gewöhnlichsten Typus anzuhören scheinen, hatten ihre Fläche der grössten cyklonischen Bewegung in etwa 1000 m Höhe. Sie sind nach allem als einem früheren Entwickelungsstadium als die europäischen angehörig zu betrachten.

Als Beispiel, wie die Temperaturverhältnisse in einer solchen Cyklone sich ausnehmen, mögen folgende Daten der Cyklone zu Blue Hill am 21.—24. Sept. 1898 angeführt werden.

Temperaturbeobachtungen zu Blue Hill, 21.—24. Sept. 1898.

	21. Sept.	22. Sept.	23. Sept.	24. Sept.
	Anticyklone		Cyklone	
	Centrum	Aussen-Rand	Centrum	Aussen-Rand
0	16,2	19,2	22,8	9,4
500	11,7	14,7	19,2	6,1
1000	6,7	15,8	18,4	4,8
1500	7,0	15,3	16,4	7,8
2000	5,6	12,5	12,5	9,4
2500		9,4	10,6	
3000		7,0	7,2	
3400			4,4	

Nach diesen Betrachtungen gewinnt das Studium der Cyklonen ein erhöhtes Interesse; besonders grosses Interesse beansprucht die Lage der Schicht von maximaler cyklonischer Drehung und die Temperaturverteilung in ihrer Umgebung.

In der Auflösungszeit der Cyklone vermindert sich die Bewegungsenergie immer mehr, wobei sie in Wärme übergeht. Die Entwickelung ist also die entgegengesetzte wie im Anfangsstadium.

Wenn wir uns zwei horizontale Ströme denken, die in entgegengesetzten Richtungen parallel und neben einander fliessen, wie Fig. 229 darstellt, so sinkt zwischen ihnen die obere Luft hinunter und erwärmt sich, die untere dagegen steigt unter Abkühlung hinauf (vgl. Fig. 228). Die Bewegung der Luftströme giebt zu einer cyklonischen Drehung Anlass. Diese Cyklonen haben unten kaltes, oben warmes Centrum.

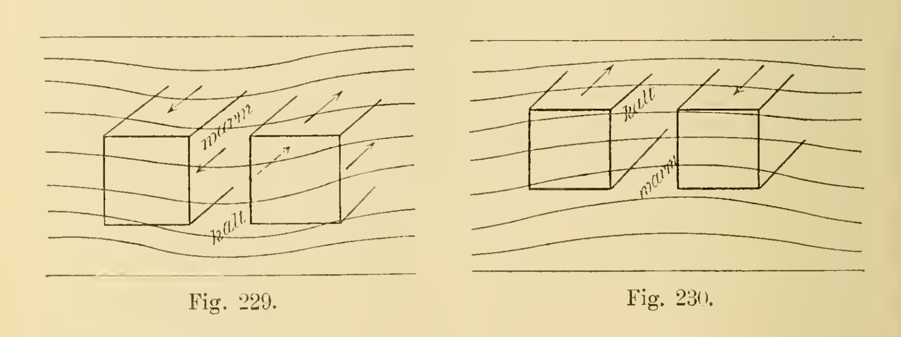


Fig. 229. Fig. 230.

Wenn die Ströme dagegen wie in Fig. 230 fliessen, so wird die höhere Luft zwischen ihnen hinaufgepresst, die untere hinunter getrieben. Die Verschiebungsrichtung giebt zu einer anticyklonischen Bewegung Anlass, welche den gewöhnlichen entsprechend oben kalt, unten warm ist. Die Anticyklonen des Sommers dürften in unseren Breiten auf diese Weise entstehen.

In diesen beiden Fällen wird Bewegungsenergie in Wärme umgesetzt. Durch Zufuhr äusserer Wärme durch Kondensation kann die Aufzehrung der Bewegungsenergie beträchtlich verzögert werden, die Cyklone also sich erhalten. Bei starker Sonnenstrahlung oder wenn eine kalte Luftschicht über einer wärmeren hinströmt, kann es vorkommen, dass die Temperatur nach oben schneller als um 1^0 C. pro 100 m (wie bei adiabatischer Ausdehnung) abnimmt. Die Abnahme braucht jedoch nicht so gross zu sein ($3,3^0$ pro 100 m, vgl. S. 573), dass die Luft umkippt. Ein paar schwache Windstösse, welche wie in

Fig. 229 gerichtet sind, können einen kleinen cyklonischen Wirbel hervorrufen. Die warme Luft wird unten aufgesaugt, sie bleibt immer wärmer wie die Umgebung, so hoch wie sie auch steigen mag. Es entsteht ein kräftiges Solenoïdensystem, das eine heftige Umwälzung in der Luft hervorbringt (vgl. S. 709).

Auf diese Weise können Gewitter, Hagelwetter und Tromben entstehen. Die riesige Umdrehungsgeschwindigkeit, die nicht von der Erddrehung in kurzer Zeit hervorgebracht sein kann, bei diesen letzten Wirbeln sowie der Umstand, dass mehrere Hagelwetter nacheinander dieselbe Bahn einschlagen, deuten an, dass in diesem Falle heftige entgegengesetzt gerichtete Luftströme aneinander vorbeiziehen und in ihrer Grenzfläche die Hagelwetter bezw. Tromben entstehen.

Die grosse atmosphärische Cirkulation. Wir betrachten erst den einfachen Grenzfall, dass die Luftbewegung keine merkliche Reibung erleidet. Es gilt dann die Gleichung:

$$A = 2w \frac{dO}{dt},$$

d. h. geschlossene s-Kurven, welche keine Solenoïde umschliessen ($A = 0$), schliessen eine Oberfläche ein, deren Projektion auf der Äquatorialebene konstant bleibt ($dO/dt = 0$).

Die Luft bewegt sich längs der Solenoïde und da diese die Erde umkreisen und in sich selbst zurücklaufen, ungefähr wie die Breitekreise, so findet kein Luftaustausch zwischen Pol und Äquator statt.

Nehmen wir nun weiter an, dass:

$$\frac{\vartheta_a - \vartheta_b}{273 + \vartheta_a} = K$$

von der Höhe unabhängig ist, so wächst die Zahl A der Solenoïde zwischen zwei Vertikalen in derselben Meridianebene der Höhe proportional. dO/dt muss dann auch in demselben Verhältnis zunehmen, d. h. die Geschwindigkeit der Luftbewegung nimmt proportional der Höhe zu. Wenn man die Anzahl der Solenoïde bis zu 1000 m Höhe kennt, ist es leicht, die Geschwindigkeit der Luft in 1000 m Höhe auf einem bestimmten Breitegrade zu berechnen. Folgende kleine Tabelle giebt diese Geschwindigkeit in Metern pro Sek.

N. Br.	90	80	70	60	50	40	30	20	20	30	40	50	60° s. Br.
Winter.	1,0	1,7	2,6	2,4	3,9	3,9	3,8			2,2	2,6	2,5	1,9
Sommer	0,4	1,2	1,7	1,1	1,7	1,6	0,7			3,3	2,2	1,9	1,7
Jahr . .	0,7	1,5	2,2	1,8	2,6	2,5	2,9			2,6	2,6	2,1	1,6

Um die Geschwindigkeit in der Höhe k, ausgedrückt in km, zu erhalten, braucht man nur die Zahlen der Tabelle mit k zu multiplizieren.

In der Nähe des Äquators ist die Geschwindigkeit sehr gering, die Erddrehung hat sehr geringen Einfluss. Die Luft bewegt sich dort, wie wenn die Erde still stände. Sie steigt am Äquator in die Höhe, fliesst polwärts, sinkt hinunter und kehrt längs der Erdoberfläche zurück.

Dies alles gilt, wenn die Reibung in der Luft vernachlässigt werden kann. Dies ist nun nicht der Fall. Wenn man die virtuelle Temperatur und die Reibung in verschiedenen Höhen kennt, so kann man leicht die Geschwindigkeit der stationären Luftbewegung berechnen.

Der umgekehrte Weg, die Reibung aus den Geschwindigkeiten zu berechnen, ist der ausgiebigere, denn diese sind mehr der Beobachtung zugänglich. Wir haben dabei von der Formel:

$$2\,w\,\frac{d\,C}{d\,t} = A - R\,C$$

auszugehen. Betrachten wir jetzt zwei Luftschichten, die um 1 km von einander entfernt sind, so ist A immer gleich (bei konstanter Lage von a und b). Die Differenz der Geschwindigkeit in den beiden Luftschichten, welche $d\,C/d\,t$ proportional ist, würde bei konstantem R in allen Höhen gleich sein, d. h. die Windgeschwindigkeit würde der Höhe proportional wachsen wie die gestrichelte Lnie OD in Fig. 231. Die gewöhnliche Ansicht ist, dass die Reibung unten am Boden am grössten ist und von da ab kontinuierlich nach oben abnimmt, um sich allmählich einem Grenzwert anzunähern. Falls dies zuträfe, so müsste die Windgeschwindigkeit anfangs langsamer und dann geschwinder mit der Höhe wachsen, ungefähr wie die Kurve OE andeutet.

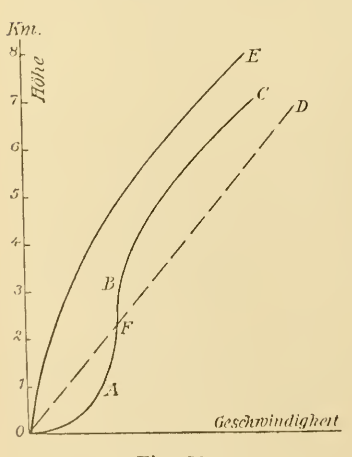


Fig. 231.

Nun zeigt aber die Erfahrung, dass die Windgeschwindigkeit einem ganz anderen Gesetz folgt (vgl. S. 650 und 674). Erst nimmt sie sehr stark mit der Höhe zu, wie das Kurvenstück OA anzeigt, dann aber in dem Kondensationsgebiet 1000—3000 m sehr langsam, dem wenig geneigten Kurvenstück AB

entsprechend und schliesslich wächst sie wiederum stärker mit der Höhe, ungefähr wie das Stück BC angiebt.

Die Reibung muss demnach in den Höhen zwischen A und B (1000—3000 m) als sehr gross angenommen werden. Dies beruht darauf, dass in diesen Höhen zufolge der Kondensation die Temperaturabnahme einer aufsteigenden Luftmasse ungefähr der normalen Temperaturabnahme mit der Höhe gleich kommt. Daher enthält diese Schicht eine grosse Zahl aufsteigender Luftströme (und gleich viele absteigende), welche ihre Geschwindigkeiten ausgleichen. Sie beschleunigen die Luftströmungen bei A ebensoviel wie sie diejenige bei B zurückhalten. Deshalb scheint die Reibung in der Nähe der Erdoberfläche (dem Kurvenstück OA entsprechend) ausserordentlich viel geringer als sonst zu erwarten wäre. Es ist gewissermaassen die Solenoïdenzahl bis zur Höhe von F, welche auf die Geschwindigkeit der unteren Schicht bis zur Höhe von A beschleunigend wirkt.

Kehren wir jetzt zur grossen atmosphärischen Cirkulation zurück und betrachten wir erst die Verhältnisse in höheren Breiten. Wir verfahren so, dass wir s-Kurven bilden, die aus zwei festen vertikalen Linien (in den Punkten a und b derselben Meridianebene und Isobaren in den Punkten O und A, A und B, B und C) bestehen.

Für die unterste s-Kurve ist die Anzahl der Solenoïde viel geringer als der Bewegung dO/dt entspricht. Es herrscht also die von der Erddrehung bestimmte Windrichtung gegen den Äquator in der Höhe A, gegen den Pol an der Erdoberfläche bei O. Wie wir oben gesehen haben, ergiebt auch die Erfahrung, dass die unteren Luftströme eine gegen den Pol, die oberen dagegen eine gegen den Äquator gerichtete Komponente besitzen (vgl. S. 688—689).

Die mittlere s-Kurve, in welcher die Solenoïde stark zunehmen, entspricht einer Bewegung in derselben Richtung, wie wenn keine Erddrehung stattfände. Unten herrscht eine gegen den Äquator gehende Strömung, oben eine gegen Norden gerichtete Komponente. Dies stimmt auch vollkommen mit der Erfahrung überein.

In der höchsten s-Kurve ist die Reibung so gering, dass nahezu dieselben Verhältnisse obwalten wie für reibungslose Bewegung. A und $2w\,dO/dt$ sind untereinander gleich, die Bewegung verläuft parallel den Solenoïden, d. h. in nahezu west-östlicher Richtung. In allen Schichten, ausgenommen denjenigen, welche dicht an der Erdoberfläche liegen, überwiegt zufolge der Erddrehung die westliche Komponente die übrigen.

Zwischen dem Äquator und etwa 35° Breite ist der Einfluss der

Erddrehung bedeutend geringer, sodass daselbst die Luftströmungen hauptsächlich von den Solenoïden und der Reibung bestimmt werden.

Die Solenoïde bewirken einen Aufstieg am Äquator und ein Heruntersinken an den Rossbreiten. Da die horizontale Ausbreitung der Luft so viel grösser als ihre vertikale Ausdehnung ist, geschieht die Luftströmung im horizontalen Querschnitt, d. h. beim Auf- und Abstieg, ausserordentlich langsam.

Die Luft verharrt lange in derselben Höhe und Entfernung vom Äquator, und die Reibung an der Erdoberfläche bringt sie vollends so gut wie zum Stillstand. Es herrscht deshalb in diesen beiden Gegenden Windstille (die Calmen).

Legen wir nun eine s-Kurve in den niederen Luftschichten rund um den Äquator, so steigt diese Kurve mit der Luft in die Höhe. Die Kurve erweitert sich dabei, sodass eine nach West gerichtete Bewegung der Luft in den oberen Schichten entsteht.

Man beobachtet in der That eine ost-westliche Strömung in den höheren Schichten am Äquator. So z. B. wurde der Staub von Krakatau mit einer Geschwindigkeit von 30—40 km pro Sek. nach West geführt. Die aufsteigende Bewegung am Äquator würde eine westliche Komponente von etwa 2 m gegeben haben, also nicht genügend für diese grosse Geschwindigkeit. Dieselbe ist nicht anders verständlich als in der Weise, dass nicht nur die Luft vom Boden in die Höhe steigt, sondern auch Luft, die mit dem Passat aus höheren Breiten in grösserer Höhe über dem Boden zum Äquator hingeführt wird. In diesen grossen Höhen herrscht keine merkliche Reibung, die Luft in grösseren Höhen über dem Äquator erhält demzufolge eine starke westliche Komponente.

Legen wir nun in dieser Höhe eine s-Kurve, so entfernt sie sich vom Äquator, sie zieht sich dabei immer mehr zusammen, die nach Westen gerichtete Komponente nimmt immer mehr ab, wird auf einer bestimmten Breite (etwa 10°) Null und geht in höheren Breiten in eine west-östliche über (Gegen-Passat). Die Windrichtung ist deshalb am Äquator östlich, geht dann in süd-östliche und südliche (10° n. Br.) und zuletzt in süd-westliche über. Auf der südlichen Halbkugel ist Süd gegen Nord zu vertauschen.

Beim Heruntersinken unter den Rossbreiten schwächt sich allmählich die östliche Komponente durch Reibung ab, sodass sie an der Erdoberfläche Null wird (Calme). Dann wandert die Kurve zum Äquator zurück und dehnt sich dabei aus, sodass die Luftströmung eine nach Westen gerichtete Komponente erhält und folglich Nordost-Wind weht (auf der südlichen Halbkugel Südost). Dieser Wind ist der Passat-Wind.

XII. Einwirkung des Windes auf die feste Erdoberfläche.

Allgemeines. Die nivellierende Thätigkeit der Luft und des Wassers sind von sehr ungleicher Bedeutung, so dass, wo beide wirksam sind, die letzte im allgemeinen so stark überwiegt, dass die Spuren der Windwirkung verschwinden. Man hat deshalb die typischen Erscheinungen der Windwirkung hauptsächlich in trockenen Gegenden zu suchen.

Eine Ausnahme in dieser Beziehung machen gewisse Küstengegenden. Der vom Meer wehende Wind verhindert die Vegetation, sich in vertikaler Richtung zu entwickeln. Die Ufer bedecken sich deshalb nur mit einer Grasdecke, welche sich dicht am Boden hält und sich bis dahin erstreckt, wo das Ufer zeitweilig zufolge von Gezeiten oder anderen Wellen von Wasser bedeckt ist. Von dort ab ist das Ufer meist von Meeressand bedeckt. Pflanzen können dort nicht mehr gedeihen.

Auf Inseln von mässiger Ausdehnung macht sich die Wirkung des Windes so stark geltend, dass nur die niedrig wachsenden, am Boden kriechenden Pflanzen noch fortkommen. Dies ist z. B. der Fall auf den Färöer- und den Shetlands-Inseln. Nur in Felsenklüften können Sträucher sich entwickeln. Ähnliche Verhältnisse sind an den meisten kleinen Inseln längs der Küsten zu finden. An der Küste von Schottland sieht man häufig Gärten, die von dichten Mauern umgeben sind. In der Höhe der Mauer sind die Gartenbäume wie mit einer Scheere von dem Wind abgeschnitten. Im Gebirge sieht man durch eine ähnliche Wirkung des Windes die Bäume in kriechendes Gesträuch verwandelt und den Pflanzen einen niedergedrückten Habitus aufgezwungen.

Die heftigen Winde beschränken ihre schädliche Wirkung nicht darauf, dass sie den Höhenwuchs der Bäume verhindern, sondern sie schleppen auch alle lockeren Erdablagerungen weg. Hohe Felsen sind

meistens von ihren Verwitterungsprodukten entblösst. Auch wo früher Wälder standen und vom Menschen abgeholzt worden sind, wachsen sie jetzt nicht wieder, weil der lockere Erdboden fehlt.

Bekannte Beispiele dafür sind Island, das bei der Ansiedelung durch Norweger hohen Wald besass — in Island ist vielleicht nebenbei eine starke Klimaverschlechterung eingetreten (vgl. S. 569) — grosse Teile von Schottland und der Westküste von Schweden, welche früher üppigen Wald trugen. Am meisten haben wohl die Landschaften am gascognischen Meerbusen und die Karst in Österreich unter der Entholzung gelitten, die im Mittelalter u. a. Bauholz für die französische und venezianische Flotte lieferten. In dem letzterwähnten Fall ist es nicht der Seewind, welcher so verheerend wirkt, sondern der heftige Landwind Bora. Eine ähnliche Wüstenlandschaft, Cran, die „französische Sahara", in der Provence hat der Mistral hervorgebracht.

Ein grosser Teil dieser Verwüstung rührt von einer schlechten, kurzsichtigen Wirtschaft her und die jetzigen Verwaltungen sind bemüht, die verlorenen Länder dem Wald und der Kultur zurückzuerobern. Dies geschieht nur „Zoll für Zoll", weil der Anbau nur von schon kultivierten Gegenden aus sich langsam in das Innere der verwüsteten Landschaft ausbreiten kann.

Steppen und Wüsten. Wie gesagt, zeigt sich die Wirkung des Windes in den trocknen Gegenden am stärksten, d. h. im Gebiete der Steppen und der Wüsten. Nach den seltenen, aber häufig sehr ausgiebigen Regengüssen bedecken sich die Steppen und teilweise die Wüsten mit einem Pflanzenwuchs, der nach einer kurzen Vegetationsperiode der Vertrocknung anheimfällt.

Der Unterschied zwischen Steppe und Wüste ist nur graduell und alle Übergangsstufen zwischen diesen beiden und von der Steppe zur Wiese kommen vor. Die Steppe wird als grasbekleidetes Trockengebiet definiert. In unsrem Weltteil gehören die russischen Steppen, die ungarische Puszta und die nördliche Tundra dazu. Die Steppe und die Tundra sind als Vorposten der asiatischen Gebilde von ähnlicher Art anzusehen. In Nord-Amerika gehören die Savannen, in Süd-Amerika die Llanos und Pampas zu derselben Formation. (Dagegen gehören die Heiden Dänemarks und Nordwest-Deutschlands nicht zu den Steppen, die niedrige und verkümmerte Vegetation — Heidekraut — rührt nicht von Mangel an Niederschlag, sondern von Kargheit des Bodens her. Der Wind trägt auch noch dazu bei, den Wuchs von niederem Kraut zu begünstigen.)

Die Steppe ist eine grosse Ebene, auf welcher der Wind Staub absetzt und so die vorhandenen Niveau-Unterschiede allmählich ausgleicht. Die wässerigen Salzlösungen, die nach dem Regen entstehen, finden keinen Abfluss, und daher ist der Steppenboden durch relativ grossen Gehalt an löslichen Salzen gekennzeichnet, die bei grosser Trockenheit „Effloreszenzen, Ausblühungen“ bilden. Auch der Wüstenboden ist aus demselben Grund sehr salzreich.

Die auf der Steppe angesammelten Luftsedimente bilden den sogenannten Löss, der besonders in China und manchen Teilen Central-Asiens



Fig. 232. Chinesische Lösslandschaft.

eine aussorordentliche Entwickelung gefunden hat, und dort von v. Richthofen und v. Middendorff untersucht worden ist. Jeder Staubsturm überzieht diese Teile mit einer sehr dünnen Schicht; im Laufe der Zeit haben diese Absätze sandige, kalkhaltige Lager von Thon, die bisweilen bis 700 m Dicke besitzen, gebildet. Dieser Thonboden ist von feinen vertikalen Haarröhrchen durchsetzt, welche eine vertikale Zerklüftung begünstigen. Das hineinsickernde Wasser hat an Stellen, wo es sich unter den lockeren Ablagerungen gesammelt hat, dieselben untergegraben, sodass durch Einstürze Schluchten mit vertikalen Wänden entstanden sind. Die Flussthäler erinnern auf diese Weise an die Cañons,

die aber in einer regenarmen Gegend von oben in das Gestein eingeätzt sind (Fig. 232).

Schichten von härteren Mergelknollen („Lössmännchen"), die in den Luftsedimenten — durch Zusammensinterung unter Vermittelung von Wasser — sich entwickelt haben, veranlassen häufig eine terrassenförmige Ausbildung der Lösswände.

Die europäischen Lössbildungen, die z. B. in dem Rheinthal und in der Donauniederung blossliegen, besitzen bei weitem nicht die Mächtigkeit der asiatischen. Sie zeigen aber immerhin eine Neigung zur Bildung von senkrechten Abstürzen und Hohlwegen.

Der Löss zeigt nicht wie die Wassersedimente eine ausgeprägte Schichtung. Schalen von Land-Schnecken und Knochen von Tieren, die der eigentümlichen Steppen-Fauna angehören, finden sich darin eingebettet. Aus dem Vorkommen solcher Schichten in Europa hat Nehring geschlossen, dass in unserem Weltteil nach Ende der grossen Eiszeit ein trockenes Steppenklima, das von dem jetzigen stark verschieden war, lange Zeit herrschte (vgl. S. 566). In den kälteren Gegenden ging die Steppe in Tundren über. Die Funde aus dieser Zeit — der jüngeren palöolitischen — beweisen, dass Menschen damals in Europa lebten, welche einen nicht unbedeutenden Kulturgrad erreicht hatten.

Wo die Trockenheit gross ist, geht die Steppe in Wüste über. Die grösste Wüste — sie bedeckt beinahe eine so grosse Oberfläche wie Europa — ist die Sahara. Ausserdem befindet sich in Afrika im südlichen Teil die Kalahari-Wüste. An die Sahara schliessen sich die sinaïtische und die syrisch-arabische Wüste an. Andere grosse asiatische Wüsten sind das iranische Wüstenplateau und die grosse Gobi-Wüste, in Nordwest-Indien liegt die Tharr-Wüste. Bekannt ist die grosse Wüste, welche das Innere Australiens erfüllt. Die Wüstengebiete Nord-Amerikas — der „Grosse Bassin" zwischen dem Sierra Nevada und dem Felsengebirge, sowie seine Ausläufer nach Mexiko — haben zum Teil ihren Charakter durch die Kultur verloren. Süd-Amerika schliesst die Atacama-Wüste ein.

Der grösste Teil der Wüsten liegt unter den Rossbreiten, die wegen des herabsteigenden Luftstromes sehr wasserarm und den brennenden Sonnenstrahlen ausgesetzt sind. Wo sie an die Küste hinreichen, wie die Sahara an der Küste des Atlantischen, die Atacama an derjenigen des Stillen Oceans, herrschen kalte Winde, die nur selten etwas Regen abgeben.

Die Sahara, welche wohl als die typische Wüste betrachtet werden

kann, besteht hauptsächlich aus zwei verschiedenen Gebieten, der Stein-Wüste und der libyschen Sand-Wüste. In der Stein-Wüste erheben sich Gipfel bis zu 2500 m Höhe. Sie besteht aus grossen Ebenen, die von sogenannten Zeugen oder Inselbergen umgeben sind, welche den Übergang zu einer niedrigeren Terrasse bilden, die wiederum von neuen Inselbergen umgeben sein kann.

Die starke Hitze am Tag, welche mit einer heftigen Abkühlung in der Nacht — noch im Mai kommen Fröste vor — abwechselt, zerklüftet das Gestein an der Oberfläche und giebt zur Bildung von Sand

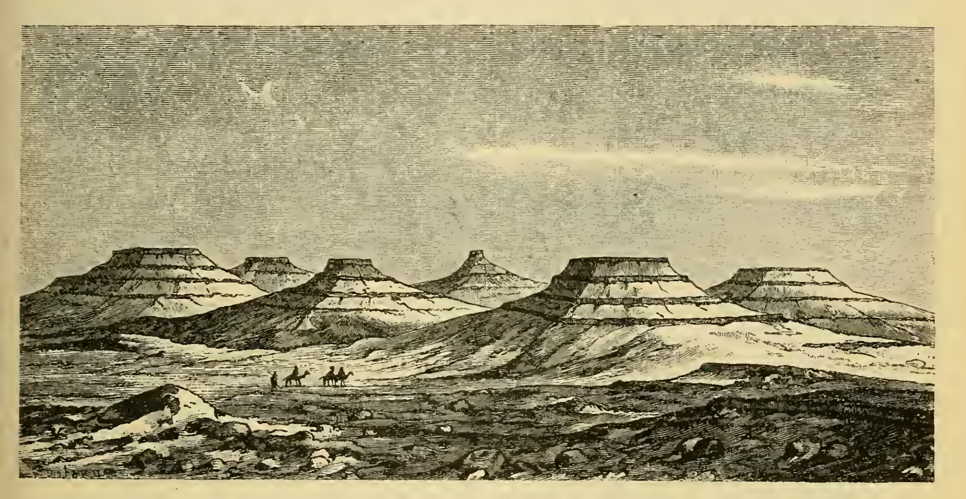


Fig. 233. Inselberge in der Sahara.

Anlass. Der Wind führt diesen Sand mit und an den Abhängen der Felsen, welche aus abwechselnden härteren und weicheren Schichten bestehen, schneidet er in den weicheren Teilen Hohlkehlen aus, bis die obenliegenden härteren Schichten abbröckeln. Auf diese Weise entstehen amphitheatralische Einschnitte in die Felsenwand, welche sich dann bei weiterer Abtragung vereinigen können und so zur Bildung von Inselbergen (Fig. 233) Anlass geben. Die horizontale Fläche der Terrassen besteht aus einer härteren Schicht, welche der Wirkung der Sonne und des Sandgebläses relativ grossen Widerstand bietet.

In dem Hochgebirge fällt stellenweise reichlich Regen, sogar Schnee liegt in den höchsten Teilen hie und da drei Monate im Jahr. Wenn das Wasser hinunterfliesst, versickert es bald in dem trockenen und rissigen Boden.

Thäler im Gebirge beherbergen teilweise eine reiche Vegetation um die Bäche und Seen, die sich dort finden.

Die Sandwüste ist von Dünen erfüllt, die auf der einen Seite, der Luvseite sanft, auf der anderen, der Leeseite, steil abfallen. Ihre Lage ändert sich nur langsam und die Araber bezeichnen sie mit Eigennamen. Sie liegen wie lange Kämme von 70—80 km Länge und 1 bis 2 km Breite. Ihre Höhe beträgt meist etwa 30 m; ausnahmsweise trifft man solche von 100 m Höhe und mehr an.

Bei Stürmen wirbelt der lockere Sand in der Luft auf, die Konturen der Dünen verschwinden und ein alles durchdringendes Sandgebläse entsteht. Harte Steine, die dem Sandstrom ausgesetzt sind, spalten ihn und erhalten auf diese Weise zwei (oder mehrere) glattgeschliffene Wände, die zuletzt einander begegnen und dann das charakteristische „Facettengeschiebe“ geben. (Solche „Dreikanter“ kommen auch im norddeutschen Flugsandgebiet vor.) Steine, die aus verschieden harten Schichten zusammengesetzt sind, werden vom Sandgebläse zerfasert und zerfallen zuletzt. Solche Faserungen treten deutlich an dem Sphinx von Djiseh hervor.

In der Sahara kommen stellenweise Trockenthäler oder sogenannte Wadis vor. Man glaubt, dass es alte, vom Wasser ausmodellierte versandete Thäler sind. Das Wasser aus der Umgebung fliesst hinein und versickert dann im Sande. Beim Bohren von Brunnen trifft man in geringer Tiefe auf Wasser und diese Thäler sind es, wo die Franzosen grossen Erfolg mit ihren artesischen Brunnen gehabt haben.

Vieles deutet darauf hin, dass das Klima der Sahara in sehr später, sogar in historischer Zeit, viel besser (regenreicher) gewesen ist wie jetzt; mit anderen Worten, eine beständige Verschlechterung desselben scheint in jüngster Zeit stattgefunden zu haben. Jedenfalls findet man Spuren von alter Kultur an Stellen, die jetzt unbewohnbar sind.

Dünen und ihre Wanderung. Die Art und Weise, wie die Dünen entstehen, ist sehr leicht zu verstehen. Der Sand der Küste wird vom Wind ins Land hinaufgetrieben. Wäre das Land ganz eben, so würde sich der aufgetriebene Sand gleichmässig darüber verteilen. Findet er aber ein Hindernis, wie einen in den Boden eingeschlagenen Pfahl, so wird der Wind vor und hinter dem Pfahl *PP* (Fig. 234) geschwächt und lässt dort einen Teil des mitgeschleppten Sandes fallen. Vor dem Stab entstehen Wirbel, und eine Vertiefung bildet sich. Hinter dem Stab setzt sich der Sand mehr gleichmässig ab.

Zuletzt bedeckt der Sand den ganzen Pfahl, wie bei P^1P^1, das einen früher eingeschlagenen Pfahl bezeichnen mag. Die so entstandene Düne ist hügelförmig; durch Eintreiben von mehreren Pfählen in einer Reihe kann man rückenförmige Dünen erhalten. Ihre Böschung ist auf der Luvseite viel weniger steil als auf der Leeseite. Da der Wind zu verschiedenen Zeiten verschieden stark ist, können ungleiche Schichten von mehr oder weniger feinem Korn vorkommen, wie in der Figur bei *A*.

Die Dünenbildung geht genau so vor sich wie die Schneeanhäufung durch den Wind, man hat daher reichliche Gelegenheit, diese Erscheinung zu studieren.

Die Dünen folgen einander in bestimmten Entfernungen, wie in der Sahara. In Gegenden, wo die Dünen sich nur über eine mässige Breite der

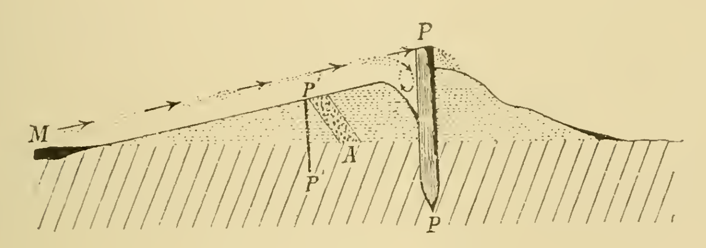


Fig. 234. Bildung von Dünen.

Küste erstrecken, z. B. in Holland, wo diese Breite zwischen 400 und 1000 m wechselt, kommen nur wenige Dünenkämme vor. In den Gegenden, wo der Passatwind herrscht, erreichen sie bisweilen bedeutende Höhen, so an der madagassischen und tunesischen Küste 140 m und mehr. An der südspanischen und der gascognischen Küste können sie 90, an der holländischen 60, an der jütländischen 30 und auf der Kurischen Nehrung 70 m Höhe erreichen.

Die gewöhnliche Form der Düne ist die eines langgestreckten Hügels. Diese Form kommt in Europa und in der Sahara allgemein vor. Daneben giebt es rundliche und sichelförmige Dünen, die letzten sollen in Turkestan die Regel sein.

Die Dünen wandern ins Land hinein. Dabei können sie sehr grossen Schaden anrichten, indem sie bebauten Boden, Waldungen und Wohnungen mit Sand bedecken. Nach dem Vorüberziehen des Sandhügels kommen die Bäume als schwarze, morsche Skelette, die Wohnungen als Ruinen wieder zum Vorschein. Auf der Kurischen Nehrung ist die

Wanderungsgeschwindigkeit auf 6 bis 9 m pro Jahr geschätzt worden. So müssen beim Nahen der Düne Dörfer verlassen und an anderen Stellen aufgebaut werden. Im Jahre 1757 wurde die Kirche zu Rantum auf Sylt abgebrochen, weil die Düne sie erreichte. 35 Jahre später war die Düne darübergewandert, die Ruinen der Kirche lagen frei am Ufer. Sie wurden bald vom Meer weggespült, das im Jahre 1841 210 m weiter ins Land eingedrungen war und über den Ruinen der alten Kirche eine Tiefe von 3,6 m besass. Die zweite Kirche von Rantum war damals auch schon längst unter der Düne verschwunden.

Staubfälle. Bisweilen führt der Wind grosse Mengen von Staub mit, welcher sich allmählich absetzt. Sehr häufig ist dieser Staub vulkanischen Ursprungs. Die bekanntesten Fälle sind die Aschenregen, die den Ausbruch des Coseguina in Central-Amerika 1835 und den des Krakatau 1883 begleiteten. Die Asche fiel damals in Entfernungen von 1400 bezw. 4500 km von der Ausbruchsstelle nieder. Ein anderer solcher Fall trat im März 1875 ein, als Bimsteinstaub aus Island etwa 2000 km entfernt, in Stockholm niederfiel.

Aber auch gewöhnlicher Staub, welcher von der Erdoberfläche aufgewirbelt ist, kann vom Winde sehr weite Strecken getragen werden. Der merkwürdigste Fall dieser Art ist der grosse Staubfall über Europa am 9.—12. März 1901, welcher von Hellmann and Meinardas genau untersucht wurde. Das Feld, auf dem der Staub niederfiel, erstreckte sich von dem südlichen verwüsteten Teil der Algerei bis zu den dänischen Inseln, eine Strecke von etwa 2800 km mit einer Breite von etwa 800 km. Der Staub fiel in Algier und Tunis bei stürmischem trocknen Wetter, in Italien ausserdem mit Regen. In nördlicheren Gegenden war der Staubfall mit Niederschlag verbunden.

Die Staubkörner erwiesen sich als Wüstensand aus Quarz, Glimmer, Feldspath, Kalkspath und eisenhaltigen Mineralien. Keine vulkanischen Bestandteile waren darin aufzufinden, sondern der Staub als Löss zu bezeichnen. An einigen Stellen fiel der Staub zufolge von Stauungen reichlicher nieder als in der Umgebung, so auf der Südseite der Ostalpen und in Holstein. An anderen Stellen zeigte das Staubfeld Lücken, wie in grossen Teilen Süddeutschlands.

Dass der Staub aus der afrikanischen Wüste stammte, geht mit Deutlichkeit aus der Zeit seines Auftretens hervor. Am Vormittag des 9. März füllte dichter Wüstenstaub die Luft zu Biskra. Am Abend des 9. März trat ein trockner Scirocco mit heftigem, rotgelbe Wolken mitführendem Südostwind in Tunis auf. Am folgenden Tag fiel dort dichter

Staub, welcher die Sonne vollkommen verfinsterte, bis zu einer Tiefe von 0,5 mm. Ähnlich waren die Erscheinungen auf der Südküste Siciliens, wo (in Catania) der staubgemengte Regen am 10. um 9 Uhr V.M. anfing. Derselbe hatte sich gegen den Mittag bis nach Neapel, um 4 Uhr N.M. bis Rom und um 11 Uhr Nachts bis Livorno und Fiume verbreitet. In den Alpenländern fiel der Staub bei Regen, Schnee oder Hagel unter heftigem Gewitter in der Nacht vom 10.—11. März, in den nördlichsten Teilen erst am Morgen des 11. An diesem Tage verbreitete sich der Staubregen bis Schemnitz in Ungarn um 12 Uhr, er erreichte den Thüringer Wald um 7—8 Uhr V.M., Potsdam um 10 Uhr V.M., Mecklenburg-Strelitz um 11—12 Uhr V.M., die Ostseeküste um 2—3 Uhr N.M.; in Bremen und Hamburg fiel am Spätabend und in der Nacht rötlicher Schnee. Die mittlere Geschwindigkeit der Verschiebung betrug etwa 50 km pro Stunde.

Die mittlere Grösse der Staubkörner wurde auf 0,02 mm geschätzt, sie wechselte zwischen 0,001 und 0,08 mm. Der Staubfall pro m^2 wurde in Taormina (Sicilien) auf 2,1, in Livorno auf 4,5, in Görz auf 11,2, im westlichen Kärnthen auf 8, in Klagenfurt auf 1,5, in Schemnitz auf 1,9, in Hamburg auf 1,7 und in Lütjenburg (Holstein) auf 4,2 g geschätzt. Die ganze niedergefallene Staubmenge wird auf etwa 4 Millionen Metertonnen geschätzt.

XIII. Die Gewitter.

Elektrische Natur der Gewittererscheinungen. Die grossartigen Phänomene, welche sich bei den Gewittern entfalten, üben eine mächtige Wirkung auf Menschen und Tiere aus. Schon in den ältesten historischen Zeiten suchte man deshalb nach Erklärungen für das Zustandekommen des Blitzes und des Donners. Bis vor etwa 150 Jahren herrschte die Ansicht, dass dieselben von der Explosion fetter oder schwefelhaltiger Dünste in der Luft herrührten.

Sobald etwas grössere elektrische Maschinen konstruiert wurden und man lange elektrische Funken zu beobachten Gelegenheit hatte, war die Ähnlichkeit des Blitzes mit dem elektrischen Funken aufgefallen. Schon Wall (1698) hat diese Ähnlichkeit hervorgehoben und nach ihm andere, darunter Winkler (1746) mit grosser Ausführlichkeit und Bestimmtheit. Wall zog einen Funken aus geriebenem Bernstein und verglich das Knistern dabei mit dem Donner, den Funken selbst mit dem Blitz. Franklin schlug bald danach einen Versuch vor, mit Hilfe von in grosser Höhe angebrachten Spitzen die Elektrizität der Gewitterwolken aufzufangen (1749). Dieser Versuch wurde von Dalibard in der Nähe von Paris und einen Monat später von Franklin selbst bei Philadelphia ausgeführt. Er benutzte dabei Drachen, die mit Spitzen versehen waren. Die Elektrizität wurde durch die Schnur des Drachens zum Beobachter geführt, welcher Funken aus einem am Schnur angehängten Metallgegenstand (einem Thürschlüssel) zog. De Romas erhielt auf diese Weise Funken von 3—4 m Länge und 3 cm Dicke, die heftige Licht- und Schall-Erscheinungen hervorriefen. Diese Versuche, welche die ganze Aufmerksamkeit der gebildeten Welt auf sich zogen, wurden jedoch wegen der grossen damit verbundenen Gefahr nicht oft wiederholt. Der Petersburger Physiker Richmann wurde von dem elektrischen Funken bei einem solchen Versuch getötet.

Nachdem in jüngster Zeit den oscillierenden Entladungen immer mehr Aufmerksamkeit geschenkt wurde, ist man zu der Ansicht gelangt, dass die Blitze wie die gewöhnlichen Funken einer Elektrisiermaschine oscillierenden Entladungen zuzuschreiben sind. Besonders haben die Untersuchungen von Oliver Lodge zu diesem Schluss geführt.

Verschiedene Arten von Blitzen. Arago, der die Gewittererscheinungen sehr eingehend beschrieb, hat folgende vier Arten von Blitzen aufgestellt: Linienblitze, Flächenblitze, Perlenschnurblitze und Kugelblitze. Sogenanntes Wetterleuchten rührt von Blitzen her, die so weit entfernt sind, dass der Donner nicht gehört wird. Es kommt nur in der Nacht vor und wird deshalb in der Gewitterstatistik nicht unter den gewöhnlichen Gewittern aufgeführt.

Die Linienblitze sind die gewöhnlichsten. In älteren Abbildungen werden sie als zickzackförmig dargestellt. In neuerer Zeit hat man viele Photographien dieser Blitze aufgenommen. Diese Photographien zeigen gewöhnlich einen stark verästelten krummlinigen Verlauf des Blitzes, welcher mit einem Baum oder einem Strom vergleichbar ist. Die Verästelungen sind bei Entladungen zur Erde gewöhnlich von dem Punkte, wo sie in der Luft sich verzweigen, nach unten gerichtet. Ebenso haben die Verästelungen bei einem gewöhnlichen Funken einer Elektrisiermaschine eine bestimmte Richtung, nämlich von dem positiven zum negativen Pol hin. Die Verästelungen der Linienblitze scheinen demnach darauf hinzudeuten, dass in den meisten Fällen die Gewitterwolken, deren Blitze die Erde treffen, positiv gegen sie geladen sind.

Die Photographien zeigen häufig mehrere einander parallele Bahnen des Funkens. Man ist darüber einig, dass dieselben den verschiedenen oscillierenden Entladungen entsprechen. Wenn die Spannung genügend gross geworden ist, um die zwischen den beiden Wolken oder der Wolke und der Erde liegende Luftschicht durchzuschlagen, so bildet sich ein Funkenkanal, durch den schon eine schwächere Spannung sich auszugleichen vermag. Die späteren Entladungen folgen deshalb recht getreu der alten Entladungslinie. Kayser, der zuerst einen mehrfachen Blitz mit feststehender Kamera photographierte, erklärt diese Erscheinung so, dass in der Zwischenzeit zwischen den verschiedenen Entladungen der Funkenkanal sich mit dem Wind verschoben hatte. Man hat sogar künstlich diese Verschiebungen auf die Weise hervorgerufen, dass man die Kamera während der Aufnahme langsam bewegte. Auf diese Weise hat Precht eine fünffache Entladung photographiert (Fig. 235). Er schätzte die Zeit der Bewegung der Kamera

auf 1,2 Sek., wonach die Dauer einer einzelnen Oscillation 0,3 Sek. betragen würde. Diese Oscillationszeit ist wohl bedeutend grösser als diejenigen, mit welchen wir durch physikalische Versuche bekannt sind. Es liegt aber nichts unmögliches darin, Oscillationen von so langer Dauer für die Blitze anzunehmen. Eine lange Dauer kommt besonders den Blitzen zu, welche durch Entladungen von einer Wolke zu einer anderen zustande kommen. Entladungen von einer Wolke zur Erde sind häufig von sehr kurzer Dauer, sodass (nach Dove) in ihrer Beleuchtung ein schnell gedrehter Kreisel still zu stehen scheint. Einige Blitze gehen auch von den Wolken in den reinen Himmel hinauf. Sie ähneln ganz einem in der Wolke wurzelnden entlaubten Baum.



Fig. 235.
Fünffacher Linienblitz nach Precht.

Das Spektrum der Linienblitze ist von Kundt untersucht worden. Dasselbe ist ein stark ausgeprägtes Linienspektrum, dessen Linien die Anwesenheit von glühendem Stickstoff, Sauerstoff und Wasserstoff im Funkenkanal angeben. Pickering hat jüngst das Spektrum des Blitzes photographiert. Von 19 Linien in demselben, die er genau messen konnte, gehörten nur zwei zu Stickstoff und Sauerstoff, drei zu Wasserstoff (aus Wasserdampf), elf entsprechen Argon, Krypton und Xenon, eine Neon und eine, die kräftigste, die zufälligerweise mit einer Calcium-Linie zusammenfällt, liegt zwischen einer Linie des Argons und einer des Neons ganz nahe an beiden. Die Farbe der Blitze wird dadurch verständlich. Wie alle intensive Lichtentwickelungen geben sie einen Eindruck von weissem Licht. Häufig zeigen sie einen Stich ins purpurne, wie das Licht bei Entladungen in Stickstoff. Auch andere Farbentöne sind bei den Linienblitzen wahrgenommen, wie blau, gelblich, goldgelb und grün. Nach Elster und Geitel sind die Blitze rötlich

gefärbt, wenn sie von der Erde ausgehen, also die Wolke negativ geladen ist, bläulich dagegen, wenn sie in umgekehrter Richtung verlaufen. Diese Färbung entspricht derjenigen der elektrischen Funken.

Die Linienblitze können ganz beträchtliche Längendimensionen aufweisen. Wenn sie zwischen Wolke und Erde überschlagen, ist ihre Länge von der Höhe der Gewitterwolke bestimmt, und beträgt selten mehr als 2—3 km. In Toulouse hat Petit Blitze beobachtet, die 13 bis 17 km Länge erreichten. Frank hat sogar von Grimming am Ennsthal einen längs der Wolken verlaufenden Blitz beobachtet, dessen Gesamtlänge er zu 49 km berechnete. Vielleicht sind diese langen Blitze aus mehreren kleinen Partialentladungen zusammengesetzt.

Die Flächenblitze bestehen, wie der Name sagt, darin, dass eine grosse Fläche, z. B. von einer Wolke, auf einmal aufleuchtet. Sie können teils nur scheinbar sein, indem eine Wolke von einem entfernten, durch andere Wolken verdeckten Linienblitze erleuchtet wird. Teils können sie auch von schwachen Entladungen herrühren, welche dem Büschellicht bei Elektrisiermaschinen entsprechen. Diese Entladungen geschehen gleichzeitig über einer grossen Wolkenfläche und sind wohl als Folgen von starken elektrischen Störungen in der Nähe der Wolke anzusehen. So sind diese Entladungen nach einem Linienblitze sehr gewöhnlich.

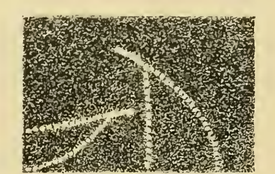


Fig. 236. Perlenschnurblitze nach Riggenbach.

Das Spektrum dieser bläulichweiss oder violett gefärbten Blitze zeigt Banden auf, welche dem Bandenspektrum des Stickstoffs nach Kundts Untersuchungen entsprechen. Sie rühren offenbar von schwachen Partialentladungen zwischen den verschiedenen Teilen der Wolke her.

Die Perlenschnurblitze sind relativ selten. Die Funkenbahn zeigt an verschiedenen Stellen starke Erweiterungen, sodass sie wie eine Perlenschnur erscheint. Fig. 236 zeigt eine Photographie solcher Blitze nach Riggenbach.

Die eigentümlichste Erscheinung auf diesem Gebiet sind die Kugelblitze. Vielfache Versuche von Planté, Lepel, Toepler und Hesehus, sie künstlich nachzuahmen, sind ohne entscheidenden Erfolg geblieben. Hesehus verband den einen Pol einer Wechselstrommaschine von 10000 V. mit einer Wassermasse, den anderen Pol mit einer Kupferplatte 2—4 cm über der Wasseroberfläche. Die Entladung bildete einen Funken, der bisweilen die Form einer Kugel annahm, welche sich leb-

haft bewegte und den Luftströmungen folgte. Derselbe entwickelte braune Dämpfe und teilte sich bisweilen wie die Kugelblitze. Ähnliche Versuche wurden von Planté mit Akkumulatoren, von Lepel und Toepler mit Influenzmaschinen ausgeführt. Ein Kugelblitz wurde von v. Haidinger abgebildet (Fig. 237).

Als typisches Beispiel möge ein Kugelblitz angeführt werden, der in der Nähe von Upsala am 2. Juli 1883 durch ein Haus ging, worüber gleich nachher Bericht aufgenommen wurde. Er stieg während eines Gewitters schräg vom Himmel ungefähr in der herrschenden Windrichtung nieder und ging dann in dem schmalen Riss zwischen dem Fensterpfosten und einem als Ersatz einer Fensterscheibe angenagelten Tuch in ein kleines Haus hinein, wo drei Personen ihn beobachten konnten. Beim Eintritt machte er einen etwa 0,2 cm tiefen, 0,5 bis 1 cm breiten Riss quer etwas schräg nach unten im Fensterpfosten. Ferner stürzte er einige Holzgeräte um, die auf dem Fenstertisch aufgestellt waren. Der Blitz war goldgelb und eiförmig, etwa 1 m nach dem längsten Durchmesser. Er folgte dem Zug im Zimmer in einem nach unten konvexen Bogen mit der Geschwindigkeit eines gehenden Mannes, bis er durch einen mit Moos zugestopften, etwa 0,8 cm hohen und 10 cm breiten Spalt hinaustrat, wobei er das Moos herausriss. Die Zeugen, von welchen einer etwa 1 m von der Bahn des Blitzes sass, fühlten keine Wärme, die von dem Blitz berührten Gegenstände, wie der Fensterpfosten und das ausgerissene Moos, zeigten keine Brandmarken. Der Blitz verbreitete auch keinen Geruch. Er war selbstleuchtend, denn seine Farbe wurde beschrieben als diejenige von sonnenbeschienenem Gold. Bald nach seinem Austritt aus dem Haus geschah eine heftige Detonation.

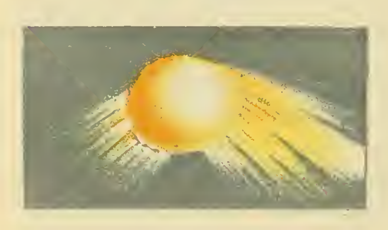


Fig. 237.
Kugelblitz nach v. Haidinger.

Die Farbe der Kugelblitze, welche von vielen als optische Täuschungen (Nachbilder) angesehen werden, was in diesem wie in mehreren anderen Fällen ausgeschlossen erscheint, wird wechselnd als rot, gelb und purpurn angegeben. Ihre Grösse ist auch verschieden, meist wie diejenige eines Kopfes oder einer Faust, bisweilen sind sie nur eiergross. Der von Haidinger beschriebene Kugelblitz muss dagegen riesige Dimensionen besessen haben. Sie üben starke mechanische Wirkungen aus. Nach Cadenat können sie durch geschlossene Thüre oder Fenster

gehen, wobei sie Löcher durch das Holz bohren oder dasselbe zersplittern und kreisförmige Löcher mit glattem Rand in den Glasscheiben ausschneiden. (18.—19. Aug. 1890 zu St. Claude.) Wenn sie in der Nähe von festen Körpern detonieren, verursachen sie grossen Schaden wie ein gewöhnlicher Blitzschlag, zerreissen, schmelzen Metalle und zünden. Bisweilen senden sie dabei gewöhnliche Blitze aus. An elektrischen Drahtleitungen scheinen sie bei Gewittern nicht selten aufzutreten, meist in Form von kleinen leuchtenden Eiern, die von den Drähten hinunterspringen.

Der Donner. Die Blitze sind von einem Donner begleitet, welcher meist in ein langes Rollen mit abwechselndem Auf- und Abschwellen übergeht. Wenn der Blitz niederschlägt, giebt er gewöhnlich einen viel schärferen, trockneren Knall, gegen welchen der nachfolgende Donner zurücktritt. Das Rollen des Donners rührt daher, dass die Blitzbahn lang ist und viele Verästelungen hat, sodass der Schall zu recht verschiedenen Zeiten zum Ohr des Beobachters gelangt, teils auch daher, dass der Schall an verschiedenen Gegenständen am Boden oder an Wolken reflektiert wird. Schliesslich können auch mehrere kleinere Entladungen der Hauptentladung vorangehen oder nachfolgen.

Wegen der geringeren Dichte der Luft in höheren Schichten ist der Donner der in diesen Schichten erfolgenden Entladungen weniger kräftig als derjenige von Blitzen, die zur Erde hingehen. Die Hörweite wird auf etwa 16 und höchstens 30 km geschätzt, ist also viel geringer als diejenige von Kanonensalven.

Von der Entfernung der Gewitter macht man sich in der Weise eine Vorstellung, dass man die Zeit in Sekunden zwischen Blitz und Donner durch 3 teilt, wobei die Entfernung in Kilometer herauskommt. Der Schall braucht nämlich im Mittel 3 Sek. zur Zurücklegung eines Kilometers.

Die geringe Hörbarkeit der Gewitter erklärt sich daraus, dass der Schall zufolge von hoher Temperatur an der Erdoberfläche oder vom Winde abgelenkt wird (vgl. unten). Darum ist das Wetterleuchten auch so häufig.

Diese Erklärung gilt aber offenbar nicht, wenn das Gewitter sehr hoch am Himmel oder gar im Zenith steht. Trotzdem kommen in den Tropen häufig und bei uns bisweilen, besonders bei Hagelwetter, Gewitter mit Blitzen in der Nähe des Zeniths vor, welche nicht hörbar sind. Die Entladungen sind dabei vermutlich sehr schwach wie bei Flächenblitzen.

Wirkungen des Blitzes. Die Energie des Blitzes ist ganz bedeutend. Was zunächst das Potential der Wolken gegenüber der Erdoberfläche betrifft, so schwebt man in grosser Ungewissheit über seinen Betrag. Mit elektrisch geladenen Kugeln von 6 cm Durchmesser hat man Versuche angestellt, welche zeigen, dass zur Entstehung eines Funkens von 0,1 cm Länge eine Potentialdifferenz von etwa 4500 Volt nötig ist. Für grössere Längen der Funken wächst die nötige Potentialdifferenz ungefähr der Länge proportional, jedoch etwas langsamer, sodass ein 1 cm langer Funke einer Potentialdifferenz von etwa 29400 Volt entspricht. Die grösste Potentialdifferenz bei solchen Versuchen ist neuerdings von Trowbridge angewendet worden, welcher mit 3 Millionen Volt einen Funken von 2 m Länge erzeugte. Man kann demnach wohl nur behaupten, dass die Potentialdifferenzen, welche zu kilometerlangen Funken Anlass geben, wahrscheinlich hunderte bis tausende von Millionen Volt erreichen. Die Stromstärke des Blitzes ist aus ihrer magnetisierenden Wirkung geschätzt worden. Um diese zu messen, legte Pockels Basaltstäbe in 7,4 cm Entfernung vom Fusse eines Blitzableiters auf die Erde. Nach Blitzschlägen wurden ihre magnetischen Eigenschaften untersucht und mit denen verglichen, die ähnliche Stäbe unter Einwirkung bekannter elektrischer Ströme annehmen. Auf diese Weise erhielt Pockels Werte von 6000 bis 20000 Ampère. Zu ähnlichen Resultaten waren schon früher W. Kohlrausch und L. Weber gekommen, weshalb die Grössenordnung von 10000 Ampère wohl als richtig angesehen werden kann.

Toepler untersuchte Blitzspuren an verschiedenen Gesteinsarten und fand, dass in den meisten Fällen, 59 von 92, die Erde den positiven Pol gebildet hatte. Er erklärt das so, dass am positiven Pol der Funke nicht verästelt ist und deshalb kräftigere Spuren hinterlässt.

Die Wärmewirkungen der Blitze sind wohlbekannt. Sie vermögen starke eiserne Ketten zu schmelzen und teilweise zu verdampfen. So z. B. traf der Blitz am 19. April 1827 den Blitzableiter des Dampfers New York, der oben aus einem 1,1 cm dicken Eisenstab, unten aus einer Kette bestand, deren Ringe aus 0,6 cm dickem Rundeisen verfertigt waren. Das obere Ende des Stabes schmolz in einer Länge von 30 cm und die Kette wurde in feurig-flüssige Kugeln verwandelt, die herumgeschleudert wurden und das Schiff auf etwa 50 Stellen trotz einer dichten schützenden Hageldecke in Brand setzten.

Wenn die Blitze in Sandboden fahren, so schmelzen häufig die Sandkörner zu langen Röhren zusammen, welche Blitzröhren oder

Fulguriten genannt werden. Die Spitzen der Felsen in den Gebirgen sind häufig vom Blitz getroffen und verglast.

Sehr gewöhnlich ist, dass der Blitz gewaltsame mechanische Einwirkungen ausübt. Er durchbohrt, spaltet, zerbricht und schleudert getroffene Nichtleiter herum. In Swinton bei Manchester hob der Blitz eine 26 Tonnen wiegende Mauer von 0,9 m Dicke und 3,3 m Höhe und verschob das eine Ende um 2,7, das andere um 1,2 m, ohne die 7000 Backsteine auseinanderzureissen.

Am schwersten scheinen diejenigen Stellen beschädigt zu werden, wo die Elektrizität aus Nichtleitern in Leiter oder umgekehrt übergeht. Dahin kann man auch rechnen, dass die Spitzen der Blitzableiter am leichtesten vom Blitz geschmolzen werden.

Schlägt der Blitz in einen Baum ein, der nicht allzu gut leitet, so verwandelt er häufig den ganzen Baumstamm in kleine Holzsplitter.

Die Bäume sind in sehr verschiedenem Maass der Blitzgefahr ausgesetzt. Am meisten werden Pappeln, Birnbäume und Eichen getroffen. Eine Pappel kann als Blitzableiter dienen, wenn man eine eiserne Stange am unverzweigten Teil des Stammes entlang führt.

Prohaska schätzte, dass in den niederösterreichischen Waldungen folgende Zahl Bäume vom Blitze getroffen waren:

Eiche	32 Proz.	Birke	1,4 Proz.
Lärche	9,5 „	Föhre	unter 1 Proz.
Tanne	3,8 „	Buche	„ 1 „
Fichte	1,8 „	Erle	„ 1 „

Einige Forscher sind der Ansicht, dass die Blitzgefahr, welcher ein Baum ausgesetzt ist, mit der Tiefe seiner Wurzel wächst. Der Birnbaum hat z. B. tiefere Wurzel als der Apfelbaum und soll deshalb häufiger getroffen werden. Die Höhe dürfte jedoch den grössten Einfluss ausüben.

Der Blitz zündet bisweilen die Bäume an, gewöhnlicher zersplittert er sie oder bricht sie ab, in den meisten Fällen unterhalb der Laubkrone. Der Blitz läuft wie oscillierende Entladungen im allgemeinen der Oberfläche der getroffenen Gegenstände entlang, die Laubmasse und die kleinen Zweige bieten nun dem Blitz eine grosse Oberfläche, auf welcher sich seine Wirkung verteilt und deshalb nicht so heftig ist. Beim Eintritt in den unverzweigten Baumstamm dagegen

konzentriert sich die ganze Gewalt des Blitzes und zerbricht oder zerkleinert ihn, ungefähr wie beim Übergang von einem guten zu einem schlechten Leiter. Wenn dies nicht geschieht, folgt der Blitz gewöhnlich den saftigen Teilen zwischen Rinde und Holz, wodurch die Flüssigkeit verdampft und die Rinde abgeschleudert wird.

Auch die verschiedenen Materialien des Erdbodens werden in verschiedenem Maasse von dem Blitzschlag getroffen, wobei sehr viel von dem Wassergehalt des Bodens abhängt. So ist die Blitzgefahr für gewöhnlichen Thonboden 22, für Sandboden 9, für Töpferthon 7, für Keupermergel 2, wenn sie für Kalkboden gleich 1 gesetzt wird.

Nach von Szalay sind Sumpfboden und lockere alluviale Bildungen dem Blitzschlag mehr ausgesetzt als härtere Bodenarten.

Wenn der Blitz lebende Tiere oder Menschen trifft, werden sie häufig getötet, häufig nur gelähmt oder betäubt. Bisweilen kann man scheinbar Getötete wieder zum Leben erwecken, wenn man ihnen Bewegungen erteilt, welche eine künstliche Atmung hervorrufen. Die Behandlung der vom Blitz oder von starken elektrischen Entladungen Betroffenen ist genau dieselbe wie diejenige von Ertrunkenen.

Ein Mensch oder Tier kann sehr wohl bei Gewittern tötlich verletzt werden, ohne direkt vom Blitz getroffen zu sein. Wenn ein Blitz in der Nähe überspringt, können so starke Induktionserscheinungen in dem lebenden Körper auftreten, dass er getötet, gelähmt oder betäubt wird. Solche Fälle werden Rückschlag genannt. Metallische Gegenstände, wie Uhren, Uhrketten, Münzen etc., die der vom Blitze Getroffene getragen hatte, sind häufig zerrissen oder geschmolzen, bisweilen, wenn sie dünn sind, verdampft. An den Stellen, wo der Blitz aus dem relativ gut leitenden Körper zur häufig schlechtleitenden Unterlage (Holz, Stein, trockene Erde) übergeht, entstehen oft starke Verwüstungen. Sehr oft werden die Schuhsohlen zerfetzt. Die Zahl der vom Blitze getöteten Personen ist nicht so gering, wie man sich häufig vorstellt. Auf eine Million Menschen kommen pro Jahr folgende Anzahl vom Blitz getötete Personen:

In Steiermark und Kärnten	10,6	In Baden	3,8
„ Ungarn	10	„ Schweden	3,1
„ den Vereinigten Staaten N.-A.	5	„ Frankreich	3
„ Sachsen	5	„ Belgien	2,1
„ Preussen	4,4	„ England	1
„ Bayern	4		

Blitzschaden an Gebäuden. Vom Blitz werden auch Gebäude häufig getroffen, besonders solche von grösserer Höhe, welche die niedriger liegenden in der Umgebung gewissermaassen schützen. So werden z. B. Kirchtürme besonders häufig vom Blitz getroffen, der Strassburger Dom wurde, bevor er einen Blitzableiter hatte, jährlich mehrere male vom Blitz getroffen und häufig stark beschädigt; so z. B. erreichten die Schäden bei einem Blitzschlag im Juli 1759 einen Betrag von 100000 Franken. Im Mittel betrug der Schaden 3000 Franken jährlich. Nachdem der Blitzableiter aufgesetzt war, wurden die Blitzschläge seltener und der Schaden sehr stark herabgesetzt.

Der Blitz zündet ein Haus viel leichter (etwa 7—8 mal) an, wenn das Dach aus weichem Material, wie Stroh oder Holzspänen, verfertigt ist, als wenn es hart ist, d. h. aus Ziegel, Schiefer oder Blech besteht.

Die Blitzschläge haben eine stark ausgesprochene tägliche und jährliche Periode wie die Gewitter selbst. 59,5 Proz. aller Blitzschläge fallen in die Zeit zwischen Mittag und 6^h Nachm. Das Jahresmaximum fällt in den wärmsten Teil des Jahres.

Die Küstengegenden der Nordsee, wo die Gewitter zu anderen Zeiten auftreten, haben auch eine ganz andere Verteilung der Blitzschläge. Es findet sich dort ein Maximum nach Mitternacht und neben dem Hauptmaximum im August (241) treten kleinere Maxima im Mai (133) und im Oktober (144) auf (nach der Statistik für Schleswig-Holstein von Hellmann).

Man hat eine sehr starke Zunahme der Blitzgefahr in den letzten Jahren sowohl in Bayern und Württemberg als auch in Sachsen konstatiert. So hat beispielsweise die Zahl der Schadenblitze auf die Million versicherter Gebäude pro Jahr in Bayern von der Dekade 1841 bis 1850 bis zu der Periode 1891—1897 kontinuierlich von 27,5 auf 186,2 zugenommen. Dies ist ganz sonderbar, da die Zahl der vom Blitz getöteten Personen pro Million Einwohner sich nicht nennenswert geändert hat. Die Statistik für Württemberg zeigt auch die auffallende Thatsache, dass die Anzahl der Brandschäden aus anderen Gründen pro Million versicherter Gebäude in nahezu demselben Verhältnis wie die gemeldeten Schäden durch Blitzschläge zugenommen hat. Es liegt deshalb nahe, mit A. Schmidt anzunehmen, dass die Zunahme nur scheinbar ist und auf eine fleissigere Meldung der Schäden als in früheren Zeiten zurückzuführen ist.

Die aus Schornsteinen aufsteigenden warmen Verbrennungsgase gleichen die elektrischen Spannungen zwischen der Erde und oben-

liegenden Wolken aus, sie vermindern demnach die Blitzgefahr. Nach Hellmann fallen von 1000 Blitzschäden in Deutschland 6,3 auf Kirchen, 8,5 auf Windmühlen, dagegen nur 0,3 auf Schornsteine. In Ungarn sind nach v. Szalay nur solche Schornsteine vom Blitz getroffen worden, aus denen kein Rauch aufstieg. In manchen Gegenden soll man auch von Alters her zum Schutz gegen den Blitz bei annahendem Gewitter Feuer in den Herden anzünden.

Auch die vielen Drähte, welche zum telegraphischen oder Fernsprech-Betrieb in und über den Städten ausgespannt sind, schützen gegen den Blitz. Diese Drahtnetze und die vielen rauchenden Schornsteine bewirken, dass über grossen Städten die Blitzschläge relativ selten sind.

Blitzableiter. Zur Vermeidung der Unglücksfälle und materiellen Schäden, welche von dem Einschlagen des Blitzes verursacht werden, schlug Franklin vor, hohe mit der Erde leitend verbundene, metallene, gewöhnlich eiserne Stangen neben und über den Häusern aufzustellen. Diese Stangen, die sogenannten Blitzableiter, müssen oben in eine scharfe Spitze enden, deren Aufgabe es ist, die Ausströmung der Elektrizität in die Luft zu vermitteln. Aus einer feinen Nadelspitze strömt die Elektrizität um so leichter aus, je feiner sie ist und je höher ihr Pontential über demjenigen der Umgebung liegt. Um die Schärfe der Blitzableiterspitzen zu erhalten, muss man sie aus einem Material verfertigen, welches von den Gasen der Atmosphäre nicht angegriffen wird. Daher die Vorschrift, dass die Spitze aus Gold oder Platin verfertigt oder vergoldet sein soll.

Je höher die Spitze über das Haus, das sie schützen soll, hinaufragt, um so grösser ist der Unterschied zwischen ihrem Potential und demjenigen der Umgebung, um so leichter strömt sie die Elektrizität aus, um so sicherer wirkt sie. Man drückte dies früher so aus, dass der Blitzableiter eine um so grössere Fläche schützt, je höher er liegt und nahm als Regel an, dass ein Gegenstand, dessen Entfernung von der durch die Spitze gelegten Lotlinie geringer ist als ihr doppelter Vertikalabstand von der Spitze, der Blitzgefahr nicht ausgesetzt ist. Mit anderen Worten, die Gegenstände, welche unter einem Conus, dem sog. Schutzconus, von 120° Winkel liegen, dessen Spitze mit derjenigen des Blitzableiters zusammenfällt, sind geschützt. In England nimmt man den Radius des geschützten Kreises nur gleich dem Vertikalabstand an. (Der Winkel des Schutzconus ist dabei nur gleich 90° angenommen.)

Um die Ausströmung der Elektrizität aus dem Blitzableiter zu er-

leichtern, befestigt man häufig am oberen Ende der Blitzableiterstange nicht eine, sondern mehrere Spitzen. Am weitesten in dieser Richtung ist Melsens gegangen, welcher an den Kanten des Daches eine Reihe von eisernen Stangen von unbedeutender Länge anbringt, welche in Bündel von divergierenden, nach oben gerichteten Spitzen endigen. Dieses System wurde sehr gelobt. es wurde am Hotel de Ville in Brüssel mustergiltig ausgeführt, trotzdem wurde dieses Haus durch einen Blitzschlag angezündet und brannte nieder. Der Hauptfehler des Systems liegt vielleicht in den allzu niedrigen Stangen.

Der Blitzableiter hat einen doppelten Zweck, erstens und hauptsächlich durch Ausströmung von Elektrizität die entgegengesetzte Ladung der Wolken zu neutralisieren, zweitens aber, wenn dies nicht gelingt, sondern der Blitz zur Erde schlägt, ihm eine gutleitende Bahn zu bieten, und zu verhindern, dass er den Weg durch andere Gegenstände nimmt. Damit die Stange nicht schmilzt, muss man ihr einen nicht all zu geringen Querschnitt geben; man hat gefunden, dass dieser nicht geringer als 0,5 cm^2 sein darf, wenn die Stange aus Eisen oder Kupfer besteht. Gewöhnlich verwendet man eiserne Stangen von etwa 2 cm Durchmesser.

Man muss mit peinlicher Sorgfalt verhüten, dass der Blitzableiter irgendwo unterbrochen ist. An solchen Stellen muss nämlich der Blitz einmal von einem guten Leiter zu einem Nichtleiter übergehen, einmal umgekehrt. Daher tritt an solchen Stellen starker Schaden ein, so dass der Blitzableiter mehr schädlich als nützlich wirkt. Ebenso muss die Verbindung zur Erde gut sein. Es wird deshalb gewöhnlich vorgeschrieben, man solle den Blitzableiter bis zu einem Brunnen, oder überhaupt zum Grundwasser führen. Da diese Leitung häufig grosse Kosten verursacht, schlägt Findeisen vor, man solle sich damit begnügen, das untere Ende des Blitzableiters zu verzweigen und die Zweige ein Stück unter den Rasen leiten. Häufig lässt man den Unterteil des Blitzableiters in eine grosse Platte aus Eisen enden, damit der Übergangswiderstand zur Erde nicht zu gross wird. Diese Platte wird gewöhnlich mit Holzkohle umgeben, welche sie gegen Verrostung schützt.

Bei einer heftigen Entladung im Blitzableiter können durch Induktion in Metallmassen, Gasröhren u. s. w., im Inneren des Hauses elektrische Ströme entstehen, welche zu Funken Anlass geben, genau wie in elektrischen Resonatoren. Diese Entladungen können ebenso gefährlich sein wie die Blitze selbst. Es war ein solcher Funken an einer Gasleitung, und die dadurch entstandene Entzündung des Gases, der das Hotel de

Ville in Brüssel zerstörte. Es hilft in solchen Fällen nicht, dass die Gegenstände mit der Erde verbunden sind. Um diesem Übelstand so weit wie möglich vorzubeugen, wird vorgeschrieben, dass man alle grösseren Metallmassen und Rohrleitungen für Wasser, Gas und Spülwasser, ebenso wie Dachrinnen, mit dem Blitzableiter verbindet, wenigstens wenn sie nahe beim Blitzableiter verlaufen. Die Dachrinnen sollen an ihrem unteren Ende mit der Erde verbunden sein, damit da kein Funke überspringt.

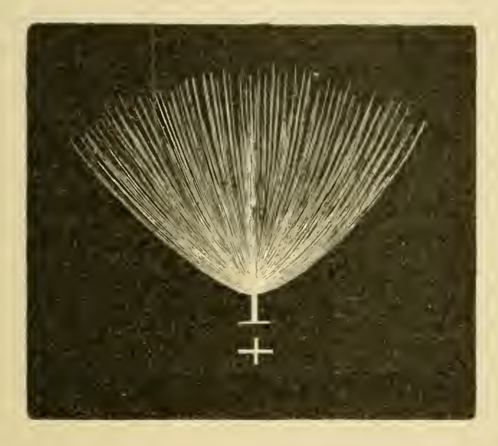
Oliver Lodge hat eine grosse Zahl von Versuchen angestellt, welche die Blitzableiterfrage berühren. So z. B. brachte er die inneren Belegungen von zwei Leydnerflaschen in Verbindung mit den Polen einer Influenzmaschine und verband die äusseren Belegungen teils mit einer Funkenstrecke (B), teils mit einer metallischen Leitung. Er konnte die Funkenlänge verändern bis die Funken ebenso häufig durch die Funkenstrecke B, wie durch die metallische Leitung gingen. Die Grösse dieser „kritischen Distanz" diente als ein Maass der Schwierigkeit, mit welcher die metallische Verbindung die elektrischen Oscillationen, welche von den Leydnerflaschen ausgingen, abzuleiten vermochte.

Die Leitfähigkeit des Drahtes ist ohne Belang, seine Länge oder richtiger seine Selbstinduktion ist maassgebend. Eisen wirkt etwas besser als Kupfer. Ein Band wirkt besser wie ein Draht von gleicher Länge und Querschnitt, was zu erwarten ist wegen der oscillierenden Entladung. Die kritischen Funkenlängen waren 6,12 bezw. 8,34 cm. Ganz ausserordentlich wurde die Leitung durch einen Stanniolstreifen verschlechtert, der in eine Spirale gewickelt war (wodurch die Selbstinduktion bedeutend erhöht wurde; die kritischen Funkenlängen waren 0,6 bezw. 6,4 cm). Einführung eines Eisendrahtbündels in die Spirale gab keine Veränderung, woraus geschlossen wurde, dass die Magnetisierung des Eisens zu langsam erfolgt, um die Selbstinduktion zu erhöhen. Dies ist von Wichtigkeit für die Brauchbarkeit der Eisenstangen als Blitzableiter.

Gegen Kugelblitze vermögen die Blitzableiter nicht zu schützen. Babinet sprach die Ansicht aus, dass die meisten Schäden in Häusern von Kugelblitzen verursacht werden, eine Ansicht, die wohl stark übertrieben ist.

Elmsfeuer. Bei genügend starkem Potentialfall strömt die Elektrizität aus Spitzen und Unebenheiten aus. An einer gewöhnlichen Elektrisiermaschine ist diese Erscheinung sehr leicht wahrzunehmen

(Fig. 238 und 239). Die Ausströmung positiver Elektrizität ist durch einen büschelförmigen Funken am Ende der Spitze gekennzeichnet, bestehend aus einem leuchtenden Stiel, ein bis mehrere cm lang, von dessen Ende eine divergierende Garbe von Lichtfäden ausstrahlt. Die negative Entladung ist viel weniger auffallend, sie giebt sich meist nur durch ein winziges punktförmiges Fünkchen kund. Wenn das Potential der Umgebung Null ist, so beginnt die Entladung bei um so niedrigerem Potential, je schärfer die Ausströmungsspitze ist. Für sehr feine Stahlnadeln von 0,35 mm Dicke, deren Spitze einen Krümmungshalbmesser von etwa 0.015 mm besitzt, fängt die Entladung bei positiver Ladung bei 5050 Volt und bei nega-



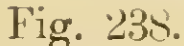

Fig. 238.



Fig. 239.

tiver Ladung bei 4450 Volt in Luft von 70 cm Druck an. Die Ausströmung steigt stark mit der Ladung, z. B. für positive Ladung von 0,12 bis 1,2 Millionstel Ampère, während E von 5800 auf 9500 Volt zunimmt. Bei niedrigem Druck geht die Entladung leichter vor sich als bei hohem, so z. B. ist bei 40 cm Druck das Entladungspotential im vorliegenden Falle 4000 bezw. 3100 Volt für positive bezw. negative Ausströmung. Wie wir unten sehen werden, ist die Erdoberfläche meistens negativ geladen und die Ladung ist in den Bergen höher als in der Ebene. Besonders hohe Werte nimmt die Ladung an, wenn geladene Wolken der Erdoberfläche nahe kommen. Dementsprechend beobachtet man Elmsfeuer beinahe nur, wenn Wolken sehr niedrig stehen. Meistens treten sie bei Schneegestöber, überhaupt gewöhnlich bei Niederschlägen auf. Diese sind besonders häufig in den Bergen, deshalb sind Elmsfeuerbeobachtungen auf Höhenstationen (wie Blue Hill bei Boston, Sonnblick und Ben Nevis) nicht selten.

Schon in der Römerzeit war diese Erscheinung unter dem Namen Castor und Pollux bekannt und galt als ein glückliches Vorzeichen. Sie zeigte sich bisweilen auf den Lanzenspitzen der Soldaten und galt dann als Siegesvorbote. Zur See zeigen sich nicht selten Flämmchen auf den Spitzen der Masten und Raaen. Auf ebener Erde gehen sie von Blitzableitern, Fahnenstangen, Turmspitzen, Dachfirsten und Baumgipfeln aus. Bei einem heftigen Schneegestöber auf dem Sonnblick leuchtete nach v. Obermayer der ganze Blitzableiter hinter dem Beobachtungsturm so stark, dass man glaubte, ein Beobachter habe Licht im Turme angesteckt. Windfahne und Anemometer leuchteten ebenfalls, ebenso die Hüte, die Kopfhaare bei unbedecktem Kopf und der Bart, sowie die Lodenkleider der Beobachter. Besonders schön war die Ausstrahlung aus der Hand, wenn sie gehoben wurde. Häufig hört man bei solchen Gelegenheiten ein zischendes Geräusch.

Die elektrische Ausströmung wechselt häufig ihr Zeichen (wie die Luftelektrizität). In der Zeit Nov.—Febr. kam auf dem Sonnblick in 91 von 100 Fällen negatives Elmsfeuer vor, während im März—Sept. positives Elmsfeuer in 55 Proz. beobachtet wurde. Das Zeichen der Elektrizität bei Niederschlag scheint von dessen Natur abhängig zu sein. So fanden Elster und Geitel auf dem Sonnblick positives Elmsfeuer während folgenden Prozenten der Beobachtungszeit:

Grossflockiger Schnee	92 Proz.
Hagel und Graupen .	52 „
Regen	44 „
Staubschnee	15 „

Auf dem Sonnblick hatte Lechner beobachtet, dass bei positivem Elmsfeuer die Gewitterblitze zur Erde rötlich, bei negativem bläulich erscheinen. Ähnliche Färbungen zeigte ein Funke, welcher von einer stumpfen Metallspitze sich gegen eine positiv oder negativ geladene Wasserfläche entlud.

Auf dem Schafberg (Salzkammergut) hat man häufig Elmsfeuer bei Gewittern auf dem Flaggenstock vor dem Hotel beobachtet, sie sahen wie kleine blassblaue birnförmige Flammen aus und verschwanden auf kurze Zeit nach jeder Entladung des Gewitters. Als einst der Blitz um $9^h\ 30^m$ Vorm. ins Hotel einschlug, loderten im Inneren desselben grossartige Elmsfeuerflammen von 2 m Höhe, die unten grell weiss, in der Mitte gelb oder gelblich grün und oben lichtblau bis dunkelblau waren. Diese erschienen „in Zwischenräumen von je einer Sekunde an der Stiege

zum 1. Stock und auch zahllos im hinteren gegen die Bergwand gelegenen Teil desselben bis 2^h Nachm.", während es noch zweimal in das Gebäude und sehr oft um dasselbe einschlug. „Diese grossen Feuer stiegen blitzartig auf, blieben eine bis zwei Sekunden, ohne an farbiger Intensität zu verlieren, ruhig stehen und verschwanden auch blitzartig".

Das Elmsfeuer ist bei uns am gewöhnlichsten im Winter, auf der See scheint es nach einer Statistik von Haltermann am häufigsten im Frühling und Herbst (je 33 Proz.), danach im Winter (24 Proz.) und am seltensten im Sommer (10 Proz.) zu sein.

Die meteorologischen Erscheinungen bei Gewittern. Den Gewittern geht auf dem Land ein rasches Ansteigen der Temperatur

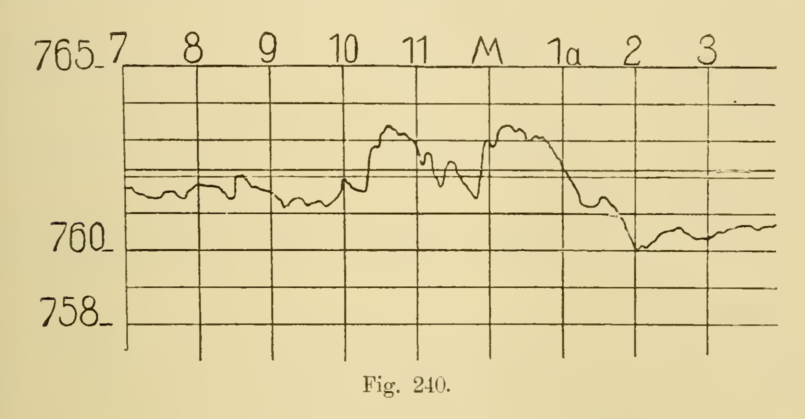


Fig. 240.

und der absoluten Feuchtigkeit, ein Sinken aber der relativen Feuchtigkeit voran. Der Luftdruck sinkt vor dem Gewitter. Beim Beginn des Gewitters tritt ein heftiger Umschlag ein, sodass die ersten beiden Faktoren ein Maximum, die letzten ein Minimum durchlaufen. Das Steigen des Barometers beim Beginn des Gewitters geschieht sehr rapid und ihm folgt ein mehr allmähliches Sinken, wodurch sogenannte „Gewitternasen" in den Barogrammen entstehen (vgl. Fig. 240), welche den Erhebungen der Barogramme nach dem Krakatau-Ausbruch etwas ähneln.

Der Wind ist unmittelbar vor dem Gewitter durch Stille und Unstetigkeit gekennzeichnet. Alle diese Regelmässigkeiten gelten für die sogenannten Wärmegewitter, welche als eine Folge starker Einstrahlung von Wärme zu betrachten sind. Das Umgekehrte trifft dagegen häufig für eine andere Klasse der Gewitter, die sogenannten Nacht- und Wintergewitter, zu, welche von einer heftigen Wärmeausstrahlung verursacht sind.

Es giebt besondere Wolken, die sogenannten Gewitterwolken, welche

durch ihr Aussehen sich als Träger der Elektrizität kundgeben. Sie sind dicke Cumuli, welche sich auf der oberen Seite eines heftig aufsteigenden warmen und feuchten Luftstromes ausbilden. Von der Sonne beleuchtet, erscheinen sie glänzend weiss, vor der Sonne stehend, dagegen sehr dunkel, was eine starke Kondensation andeutet. Sie treten in grösserer Zahl auf, und vereinigen sich zu Cumulo-Nimbi. Für gewöhnlich sind sie von einem Cirro-Stratus-Schirm bedeckt. Wenn die Cumulo-Nimbi sich in Regen aufgelöst haben, bleibt die Cirro-Stratus-Decke noch bestehen, und löst sich erst allmählich auf.

Die Höhe der Gewitterwolken kann man sowohl direkt messen, als auch nach ihrer Lage auf oder über den Bergen oder nach dem Zeitunterschied zwischen Blitz und Donner beurteilen. Die untere Grenze der Gewitterwolken scheint meistens etwa 2 km hoch zu liegen. Sie erreichen aber häufig 3—4 km oder sogar 6 km Höhe (nach einer Beobachtung von Bergsma zu Batavia). Am Gipfel des grossen Ararat (3300 m) kommen keine Gewitter vor; er liegt oberhalb der Region der Gewitterwolken. Bei Schneeböen reicht die untere Seite der Wolke bisweilen bis zum Erdboden.

Die Gewitterwolken liegen im Sommer höher als im Winter, und um so höher über der Meeresoberfläche, je höher die unten liegende Landfläche liegt.

Gewitter sind vom Äquator bis Spitzbergen (78° n. Br.) beobachtet worden, aber in so kühlen Gegenden sind sie äusserst selten. Im allgemeinen nehmen sie stetig mit wachsender Entfernung vom Äquator ab. Es giebt aber auch ganz nahe am Äquator recht gewitterarme Gegenden, speziell wo die Regen selten sind, z. B. an den Küsten von Peru, Chile und Marokko, sowie in den Wüsten, aber auch eigentümlich genug, die sehr regenreiche Ostküste Süd-Amerikas von Pernambucco bis Bahia (Brasilien).

Die Zahl der Gewittertage pro Jahr erreicht für einen gegebenen Ort höchstens 167 (Buitenzorg auf Java, Bismarckburg im Togoland). Eine noch höhere Ziffer, 180, ist jedoch für Kamerun gefunden. Auch Mexiko zeigt einen hohen Wert, 139, Leon in Mexiko 141. Die Gewitterfrequenz ist in den Bergen meistens viel grösser als in der Ebene. Dabei ist besonders der Rand des Gebirges bevorzugt, die inneren und höher gelegenen Teile des Berglandes zeigen häufig wieder eine verminderte Gewitterfrequenz.

Über dem Meere sind die Gewitter relativ selten, und nehmen gegen die Küste hin stark zu. Im oceanischen Passatgebiet sind sie

ziemlich selten und häufen sich dort, wo warme Meeresströmungen verlaufen. Als Beispiel mögen folgende Ziffern über die Prozentzahl der Gewittertage von allen Beobachtungstagen im Indischen Ocean dienen:

Südl. Breite . . .	34—36°	36—40°	40—44°	44—48°	48—50°
Prozent Gewittertage	1,2	4,5	4,3	2,5	0,0

Die Gewitterperioden. Die Gewitter haben bei uns eine sehr ausgeprägte jährliche Periode. Das Maximum fällt für die Kontinentalstationen in den Juni oder Juli. In der Nähe des Golfstromes ist der Gang umgekehrt, was sich am deutlichsten auf Island und den Fär-Inseln sowie zu Bergen zeigt, wo die maximale Häufigkeit der Gewitter im Winter liegt, wie folgende Daten über die Zahl der Gewittertage zeigen:

		Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Jahr
Island 1876—93		0,6	0,1	0,1	0,3	1,1
Fär-Inseln 1876—93		0,5	0,3	0,4	0,3	1,5
Schottland 1881—93	N- und W-Küste	1,65	1,68	2,64	1,73	7,7
	Inneres	0,50	1,98	4,50	1,12	8,1
	Ostküste	0,18	1,11	3,59	0,82	5,7
Bergen, Norwegen		2,25	0,25	1,75	0,75	5,0
Stockholm		0	0,75	7,32	0,33	8,4

An den schottischen Ziffern sieht man, dass die Wintergewitter recht häufig sind, obgleich das Hauptmaximum in den Sommer fällt. Besonders für die vom Golfstrom beeinflusste N- und W-Küste ist das Auftreten von Wintergewittern sehr deutlich ausgeprägt. Je weiter die Beobachtungsorte vom Golfstrom entfernt liegen, um so mehr treten die Wintergewitter zurück.

Die jährliche Periode der Kontinentalstationen tritt in den ersten Reihen der folgenden Tabelle deutlich hervor. Weiter unten stehen Stationen mit einer mehr vom Golfstrom beeinflussten Lage.

	Jan.	Feb.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
Mittel-Europa .	*0,0*	0,02	0,21	1,11	2,96	**4,36**	3,99	3,59	1,42	0,53	0,18	0,02	18,4
Wien	*0,0*	0,0	0,1	0,9	3,0	**4,2**	**4,2**	3,2	0,7	0,2	0,0	0,1	16,6
Potsdam . . .	*0,0*	0,0	0,2	1,3	2,5	**4,2**	**4,2**	4,1	1,4	0,3	0,0	0,1	18,3
Paris	*0,1*	0,1	0,3	0,8	2,6	**3,0**	2,6	2,1	1,2	0,6	0,1	0,1	13,6
Bremen	0,2	0,3	0,2	0,6	2,3	2,6	**3,8**	2,2	0,8	0,2	*0,1*	0,3	13,6
St. Martin de Hinx	1,5	*0,7*	1,7	2,6	4,3	**6,3**	5,6	4,9	4,3	2,3	1,5	1,5	37,2
Norwegen, Inland	0,06	0,03	*0,02*	0,02	0,33	1,20	**2,09**	1,55	0,23	0,09	0,06	*0,03*	5,7
„ Küste	0,27	0,11	0,06	*0,04*	0,22	0,55	1,22	**1,26**	0,45	0,38	0,29	*0,15*	5,0
Italien				7,37	7,20	**19,06**	17,16	16,46	14,57				100,0
West-Sibirien .				0,85	11,54	28,02	**36,26**	20,11	2,96				100,0
Ost- „ .				0,3	4,6	27,2	**34,4**	21,1	9,7				100

Das Maximum der Kontinentalstationen liegt im Juni oder an der Grenze zwischen Juni und Juli. Bei näherer Untersuchung zerfällt dieses Maximum in zwei, von welchen gewöhnlich das eine am Anfang Juni, das andere am Ende Juli liegt. Diese doppelte Periode scheint besonders stark bei den von W, SW oder NW kommenden Gewittern ausgeprägt zu sein. Die Ostgewitter zeigen keine solche Doppelperiode. Der Einfluss der Wintergewitter macht sich, obgleich schwach, schon in den Ziffern für Bremen bemerklich (ein kleines Sekundärmaximum im Dez.). Noch deutlicher treten die Wintergewitter in den Daten für St. Martin de Hinx an der Küste des Departement Landes, Südwest-Frankreich, und besonders in den Daten für Norwegen, speziell dem Küstenlande hervor, wo das Wintermaximum sehr stark ausgeprägt ist. An der Küste ist der Frühling sehr gewitterarm, der Herbst zeigt dagegen relativ viele Gewitter, für Kontinentalstationen ist das Verhältnis umgekehrt. Die Konzentration der Gewitter auf den Sommer ist in Sibirien noch viel grösser als in Europa. (Auf den Sommer fallen in Mittel-Europa 65, in Mittel- und Süd-Russland 68, im Ural 79 und in Sibirien 84 Proz. aller Gewitter.) Die Wintergewitter folgen den heftigen Winterstürmen und geben wenige Blitze, die aber sehr häufig sich gegen die Erde entladen und zünden, weil die Wolken sehr niedrig gehen.

Die tägliche Periode der Gewitter in Europa geht aus folgender Zusammenstellung der prozentischen Häufigkeit hervor:

	Mittn.—2	—4	—6	—8	—10	—Mittag	—2	—4	—6	—8	—10	—Mittn.
Mittel-Europa . . .	2,9	2,5	2,1	*1,9*	2,5	7,1	15,3	**21,0**	19,3	13,0	8,5	3,9
Europ. Russland . .	2,4	2,1	1,7	*1,6*	2,1	5,9	12,7	20,0	**21,2**	15,6	10,7	3,8
Bayern, Württemberg	3,0	2,5	2,1	*1,5*	2,0	5,8	14,0	**21,3**	19,5	14,2	9,6	4,5
Mittel-Deutschland .	2,4	2,3	1,7	*1,5*	1,7	6,3	14,2	20,8	**21,5**	14,9	8,1	4,6
Schweden	2,2	*2,1*	2,3	2,6	3,1	8,2	15,2	**21,9**	20,4	11,1	6,9	4,0
Norwegen, Inland .	1,4	*1,1*	1,7	2,5	4,8	8,4	17,2	**23,1**	20,3	11,9	5,1	2,3
„ Küste . .	4,5	*4,0*	5,6	6,7	7,2	7,9	9,8	**13,5**	13,3	11,8	9,1	6,6
Schottland, Ostküste .	5,6	4,5	4,7	*3,5*	*3,5*	9,4	14,5	**16,4**	14,1	9,4	8,4	6,1
„ Westküste	7,5	5,4	4,4	*3,5*	4,1	6,0	9,2	12,7	12,8	**13,5**	12,1	9,1
Italien 1—3 Stdn.	*1,3*	1,6	1,5	2,0	3,0	8,5	19,5	**26,5**	16,6	9,8	8,3	1,5
Italien 4—6 „	2,1	2,4	2,1	*1,5*	2,0	5,5	13,4	**19,3**	19,1	15,6	11,0	5,9
Italien 7—9 „	5,3	5,7	4,9	*4,0*	4,1	5,9	9,2	14,2	**15,8**	13,1	10,5	7,2
Italien über 9 „	7,1	6,9	*6,9*	7,8	8,2	8,0	9,1	10,2	**10,6**	9,3	8,0	7,4

Das Maximum fällt kurz nach der heissesten Tageszeit etwa um 3—4 Uhr Nachmittags. Eine kontinentale Lage der Stationen befördert die Konzentration der Gewitter zur Zeit nach Mittag. Der Golfstrom macht sich durch eine gleichmässigere Verteilung der Gewitter

auf die verschiedenen Tageszeiten geltend. Speziell belehrend in dieser Hinsicht ist der Vergleich der Daten fürs Inland und für die Küste in Norwegen.

Das Minimum fällt auf etwa 6 Uhr Vormittag. Häufig ist das Minimum durch ein sehr schwaches Maximum geteilt. Dieses Sekundärmaximum tritt nicht in den oben gegebenen Ziffern hervor, wohl aber wenn die Daten für jede einzelne Stunde gegeben werden. Die Wintergewitter an der schottischen Westküste zeigen dagegen kurz nach Mitternacht ein sehr ausgeprägtes Hauptmaximum, wie folgende Daten angeben:

	Mittn. — 3	— 6	— 9	— Mittag — 3	— 6	— 9	— Mittn.
Schottland, Westküste	**17,9**	12,8	10,0	9,7	*8,1*	12,0	12,8	16,7

Eine ebensolche Periode besitzen auch die isländischen Gewitter, welche ja hauptsächlich aus Wintergewittern bestehen. Da fällt das Maximum (6) zwischen 2 und 5 Uhr vormittags; ein zweites Maximum (5) kommt zwischen 5 und 8 Uhr nachmittags; das ganze Material umfasst nur 23 Gewitter.

Die Wintergewitter treten beim niedrigsten Temperaturstande des Tages auf im Gegensatz zu den Sommergewittern.

In den schweizerischen Hochstationen (Righi, St. Bernhard, Säntis) liegt das Tagesmaximum um ungefähr 6 Uhr nachmittags, also etwa zwei Stunden später wie in der Ebene.

Die Neu-England-Staaten Nord-Amerikas zeigen denselben Gang wie die europäischen Länder mit einem stark ausgeprägten Nachmittagsmaximum um 5 Uhr (3^h 30^m im Westen, 6^h 30^m im Osten). Das sekundäre Morgenmaximum um 5 Uhr tritt deutlich hervor.

Die Gewitter auf dem Ocean haben wie die Wintergewitter ihr Maximum in der Nacht, etwas nach Mitternacht, ihr Minimum fällt kurz vor Mittag.

Auch die Jahresperiode dieser Gewitter zeigt, dass sie den Charakter von Wintergewittern besitzen, indem die Anzahl Gewittertage, dividiert durch die Anzahl Beobachtungstage betrug: für den Sommer 0,02, Herbst 0,08, Winter 0,10 und Frühling 0,05. Diese Statistik bezieht sich auf den südlichen Teil des Indischen Oceans zwischen 34° und 50° s. Br. (vgl. S. 789).

Der Mond scheint nach mehreren Untersuchungen einen Einfluss auf die Gewitter auszuüben. Nach Köppens Zusammenstellung ist die Gewitterhäufigkeit in Proz. bei: Neumond 29, erstem Viertel 29, Voll-

mond 21 und letztem Viertel 21. Nach den Untersuchungen von Ekholm und Arrhenius haben die Gewitter in Schweden ein stark ausgeprägtes Maximum (32 Proz. über dem Mittelwert) vier Tage vor dem Vollmond, das Minimum ist sehr flach und von einem schwachen Sekundärmaximum (6 Proz. unter dem Mittel) am Tage des letzten Viertels in zwei kleinere Minima (18,3 Proz. unter dem Mittel vier Tage nach Vollmond und 13 Proz. unter dem Mittel zwölf Tage nach Vollmond) zerlegt.

Nach derselben Untersuchung ist die tropisch-monatliche Periode derselben Gewitter noch mehr ausgeprägt und zeigt Maximum und Minimum von etwa 30 Proz. über oder unter dem Mittelwert fünf Tage vor und sechs Tage nach dem südlichen Lumistitima. Die Erklärung dieser Perioden steht noch aus.

Wie oben angegeben, zeigen die elektrischen und magnetischen Grössen eine Veränderlichkeit nach einer Periode von nahezu 26 Tagen. v. Bezold untersuchte die Gewitter aus Württemberg und Bayern 1880 bis 1887 in dieser Hinsicht, indem er die Periodenlänge gleich 25,84 Tagen setzte. Er erhielt auf diese Weise zwei Maxima und zwei Minima in der Periode. Einen noch unregelmässigeren Gang erhielt Hamberg, als er die Gewitter von Schweden nach derselben Periode ordnete, sodass die ganze Periodicität ihm zweifelhaft erschien. Viel regelmässiger verhalten sich die Ziffern, wenn man sie nach einer Periode von 25,929 Tagen ordnet, welche Periodenlänge für die Nordlichter gefunden worden ist. In diesem Falle zeigte das Material aus Deutschland sowohl wie aus Schweden (1880—1895) eine ausgeprägte einfache Periode. Die Maxima und Minima unterscheiden sich um 12,5 bezw. 8,5 Proz. von dem Mittelwert und fallen fast gänzlich für die beiden Reihen zusammen, was sehr für die Richtigkeit dieser Periodenlänge spricht.

v. Bezold hat aus dem Material betreffs Blitz- und Hagelschaden nachgewiesen, dass in den Jahren der Sonnenfleckenmaxima Minima der Blitz- und Hagelgefahr fallen, wie aus folgender Zusammenstellung hervorgeht:

Maxima der Flecke . .	1837	48	60	70	83	93
Minima „ Blitzgefahr.	1836	49	60	70	83	93
„ „ Hagelgefahr	1836	49	60	70	86	—

Jedoch scheint die Periode der Blitzgefahr nicht so einfach zu sein wie diejenige der Sonnenflecke, vielmehr treten zwischen den erwähnten

Minimis andere ein, sodass die Sonnenfleckenperiode doppelt so grosse Länge zu besitzen scheint wie die Gewitterperiode.

Entstehung der Gewitter. Aus allen Beobachtungen scheint hervorzugehen, dass die Gewitter an eine sehr starke Kondensation von Wasserdampf in hohen Luftschichten gebunden sind. Wie wir bei dem Studium der Luftelektrizität sehen werden, enthält die Luft eine gewisse Menge von positiven und negativen Ionen, deren Anzahl stark mit der Höhe über dem Boden zunimmt. Diese Ionisierung der Luft wächst auch mit der Bestrahlung. Die Ionen dienen als Kondensationskerne für den Wasserdampf, besonders die negativen. Auf diese Weise entsteht eine Scheidung der positiven und negativen Ionen, welche letzteren vorzugsweise zur Erde transportiert werden und dieser eine negative Ladung erteilen, wogegen die Luftschichten einen Überschuss an positiver Elektrizität zurückbehalten. Wolkenmassen, die sich in ziemlicher Höhe bilden, werden eine starke Ladung erhalten. Ebenso müssen die Gewitter sich stärker in Gegenden nahe dem Äquator ausbilden, wo die Luft viel Ionen enthält.

Damit die wasserreichen Luftmassen hoch in die Luft hinaufsteigen, ist ein starker Temperaturfall vom Boden nach oben hin nötig. Dies kann in zwei Fällen eintreffen, erstens wenn der Boden stark erwärmt wird, wie bei gewöhnlichen Sommergewittern durch Sonnenstrahlung, zweitens wenn die Luft stark abgekühlt wird, während die Erdoberfläche ihre Temperatur konstant erhält. Letzteres tritt auf dem Meere ein, wo die Oberfläche beinahe konstante Temperatur besitzt, die Luft aber durch heftige Strahlung in der Nacht sich stark abkühlen kann. So liegen die Verhältnisse in der Nähe von warmen Strömungen, wo die Temperatur der Wasserfläche gegenüber derjenigen der Luft sehr hoch ist. Besonders gross wird der Temperaturunterschied im Winter und in der Nacht. Deshalb ist der Gang der meteorologischen Elemente, besonders Temperatur und Luftdruck für Wintergewitter genau der entgegengesetzte wie für die bei uns gewöhnlichen Sommergewitter, die in den heissesten Jahres- und Tageszeiten sich besonders stark entwickeln. Auf diese Weise kann man auch verstehen, dass keine anderen Gewitter sich auf dem Meere unter normalen Verhältnissen entwickeln können als diejenigen vom Typus der Wintergewitter, über Land dagegen keine anderen als vom Typus der Sommergewitter.

Bisweilen entstehen Gewitter bei Temperaturverteilungen in der Luft von der Art, dass die Temperatur langsamer als unter normalen Verhältnissen mit zunehmender Höhe sinkt, das Gleichgewicht demnach

stabil ist. Man ist der Ansicht, dass in solchen Fällen die feuchtwarme Luft durch einen kalten Luftkeil in die Höhe gepresst wird. Das Gewöhnliche ist nämlich bei der Bildung von solchen Gewittern, dass ein im Westen liegendes kaltes Gebiet mit hohem Luftdruck an ein mehr gegen Osten befindliches Gebiet von warmer Luft bei niedrigem Druck grenzt. Es sind hier die Bedingungen für die Entstehung eines mächtigen Wirbels mit horizontaler Achse gegeben. Die warme Luft steigt in die Höhe und giebt zu Kondensationen mit Gewittererscheinungen Anlass. Auch die eigentlichen Wirbelgewitter sind durch Wirbel um eine horizontale Achse charakterisiert.

Wärmegewitter und Wirbelgewitter. Nach Mohn unterscheidet man zwei Arten von Gewitter: Wärmegewitter, mehr lokale Erscheinungen, welche durch eine heftige Erwärmung der unteren Luftschichten bedingt sind, und Wirbelgewitter, welche mit grösseren Barometerdepressionen im Zusammenhang stehen und deshalb keine so enge lokale Begrenzung wie die Wärmegewitter besitzen und auch nicht ausgesprochen auf die wärmsten Tages- und Jahreszeiten beschränkt sind. Zu dieser Kategorie gehören die Wintergewitter.

Die einfachste Form von Wärmegewittern kommt über den thätigen Vulkanen vor. Die stark wasserdampfhaltigen Gasmassen, welche aus der Vulkanröhre hinausgetrieben werden, steigen in diesem Fall nicht nur zufolge ihrer hohen Temperatur, sondern auch zufolge ihrer grossen Anfangsgeschwindigkeit in die Höhe. Daher erreichen sie bedeutende Höhen und geben auch ungewöhnlich kräftige Gewitter. Die kondensierten Dämpfe breiten sich in der Höhe zu der typischen Pinienwolke aus (Fig. 94). In anderen Fällen (vgl. Fig. 95) zeigt die Vulkanwolke eine Form, welche sich den gewöhnlichen Gewitterwolken mehr nähert. Wie ausserordentlich hoch die Vulkanwolke in diesen beiden Fällen liegt, kann man aus den Bildern ersehen, wenn man bedenkt, dass der Vesuvkrater etwa 1300 m über dem Meer liegt.

Auch die Grasbrände im Inneren Afrikas und Floridas sollen genug Hitze entwickeln, um Wärmegewitter hervorzubringen.

Typische Wärmegewitter zeigen die tropischen Inseln, welche von einem hohen Berg beherrscht sind. In der Nacht herrscht Berg- und Land-Wind, in welchem die heruntersinkenden Wolken sich auflösen, sodass der Himmel ganz rein ist. Ein paar Stunden vor Mittag kehrt sich der Wind um, eine feuchte Brise vom Meer weht über die Küste und steigt an den Bergabhängen hinauf. In einer bestimmten Höhe bildet sich eine Wolke. Wenn die Temperatur der aufsteigenden Luft genügt,

nimmt die Wolke an Mächtigkeit zu und giebt Regen. Erreicht die Wolke eine sehr grosse Höhe und Mächtigkeit, so entsteht ein Gewitter.

Am Abend vermindert sich die Heftigkeit der Gewittererscheinungen und der Regengüsse, die Wolke nimmt an Stärke ab und wird zuletzt vom Bergwind aufgelöst. Während des Regens bleibt der Himmel über dem Meer in einiger Entfernung von der Küste unbedeckt.

Ganz ähnlich ist die Erscheinung in der Nähe der Berge der Alpenkette. Die Nacht zeigt hellen Himmel, gegen Mittag bildet sich die Gewitterwolke aus, welche am Abend sich entladet, um einen reinen Himmel in der Nacht Platz zu geben. Die Wolken um die Alpengipfel erreichen viel bedeutendere Höhen (gegen 4000—6000 m) als die um die oceanischen Inselberge (2000—3000 m).

Oft bleibt die Umgebung der Alpenspitzen in einiger Entfernung ganz unbewölkt, bisweilen treibt aber der Wind die Wolken über die Niederung hin.

Bei diesen lokalen Gewittern zeigt sich der Einfluss der elektrischen Entladungen auf den Regenguss. Nach jedem Blitz nimmt der Regen an Stärke zu, wobei erst die grossen Tropfen fallen. Es macht den Eindruck, als ob die elektrischen Ladungen vor der Entladung die Tröpfchen vom Zusammenfliessen zurückgehalten hätten, was gleich nach Verschwinden der abstossenden Kräfte geschieht. Wahrscheinlich verhält es sich ungefähr so wie in folgendem einfachem Beispiel. Denken wir uns eine Wolke von lauter positiv geladenen Tröpfchen, die also positives Potential besitzt (das Potential der Erde möge wie gewöhnlich gleich Null gesetzt werden), neben einer anderen sonst gleichen, aber aus negativen Tröpfchen bestehenden Wolke mit ebenso grossem negativem Potential. Ein Blitz gleicht die Potentiale zwischen seinen Endpunkten aus. Falls also ein Blitz zwischen diesen beiden Wolken überschlägt, so wird an den vom Blitze berührten Teilen der beiden Wolken das Potential Null werden (bei der angenommenen Symmetrie). Da der Blitz nicht alle Teile der Wolken berührt, muss ein Teil der Tröpfchen in jeder Wolke seine ursprüngliche Ladung behalten haben, woraus folgt, dass die naheliegenden Teile vom Potential Null die entgegengesetzte Ladung besitzen. Die kleinen Tröpfchen, welche vorhin durch ihre gleichnamigen Ladungen auseinander getrieben wurden, werden jetzt zueinander gezogen und entladen sich teilweise zueinander durch Flächenblitze. Ähnlich liegen die Verhältnisse in einer Wolke nach Entladung gegen die Erde. Das Zusammenfliessen der Regentropfen einer Wolke wird immer durch Entladungen begünstigt.

Die Wirbelgewitter sind mehr komplizierter Natur. Wie wir oben (S. 704) gesehen haben, findet in den grossen Cyklonen eine aufsteigende Luftbewegung mit Kondensation statt, welche in West- und Mittel-Europa im südöstlichen Quadranten der Depression, der mit feuchter Luft gespeist wird, besonders stark hervortritt. Diese Kondensation kann bisweilen zur Entstehung von Gewittern führen. Ähnlicher Art sind die starken Gewitter, welche die tropischen Cyklonen begleiten (vgl. S. 711) und im allgemeinen die Gewitter, welche sich auf dem Meer bilden.

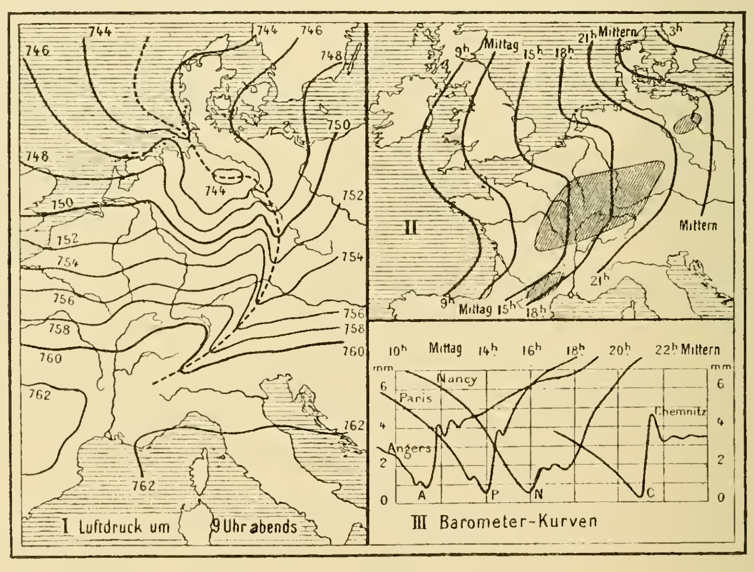


Fig. 241.

Über dem Binnenland findet sich häufig eine Gewitterbildung bei Vorhandensein von stark ausgeprägten barometrischen Rinnen oder V-förmigen Isobaren. Ein typisches Gewitter dieser Art ist von Durand Gréville untersucht worden, welcher die näheren Umstände dabei in nebenstehender Kartenskizze (Fig. 241) angegeben hat. Die Luftdruckverteilung über Mittel-Europa wird von dem Teil I angegeben. Die V-förmigen Ausbuchtungen der Isobaren von 9 Uhr abends (Pariser Zeit) sind sehr stark ausgeprägt. Der Gradient längs der Rinne in Deutschland betrug nicht weniger als 10 mm. Die Spitzen der V-förmigen Ausbuchtungen sind durch eine punktierte Linie miteinander verbunden. Die Lage dieser

Linie zu verschiedenen Zeiten und damit ihr Fortschreiten gegen Osten wird von Teil II angegeben. Da der Luftwirbel, an den das Gewitter gebunden ist, sich in der Nähe der Rinne entwickelt, so treten auch die Gewittererscheinungen an jeder Stelle ungefähr in dem Moment ein, wenn die genannte Linie vorüberschreitet. Diese Linie stimmt also sehr nahe mit den unten zu erwähnenden Isobronten überein. Aber sie unterscheidet sich von diesen dadurch, dass Gewitter nicht überall notiert wurden, wo die betreffende Linie vorüberstrich. Die vom Gewitter heimgesuchten Gegenden sind in der Karte II schraffiert gezeichnet. Sie bilden drei zusammenhängende Stücke, wovon ein grosses

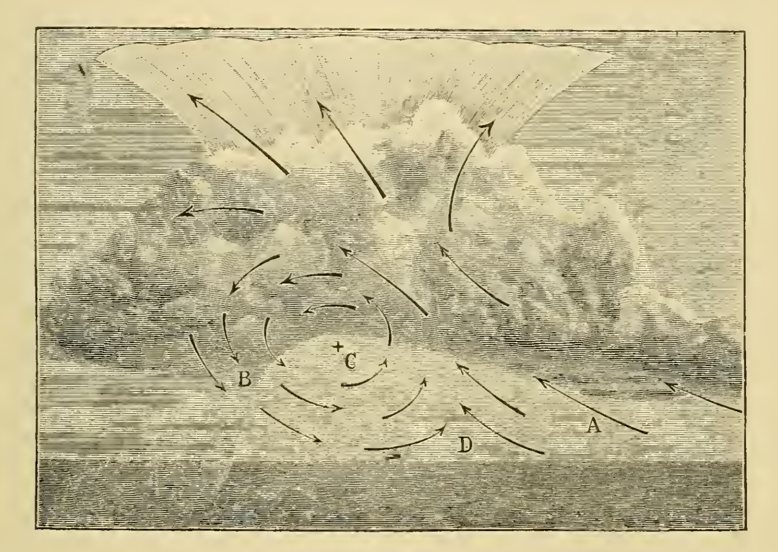


Fig. 242.

mittleres das östliche Frankreich, Süd-Deutschland und den grössten Teil der Schweiz umfasst, ein kleines südliches liegt in den Cevennen und ein noch kleineres nördliches um Berlin. Ausser der barometrischen Rinne sind noch andere Bedingungen nötig, worunter die wichtigste genügende Erwärmung der unteren Luftschichten ist — deshalb fallen die meisten Gewitter, wie die Karte zeigt, in die Nachmittagszeit zwischen 3 und 8 Uhr, nur die Umgebung von Berlin wurde erst zwischen 9 und 10 Uhr abends vom Gewitter getroffen.

Der Teil III der Skizze giebt den Gang des Barometers mit den charakteristischen Gewitternasen wieder. Dieselben sind ebenso ausgeprägt für Angers, Paris und Chemnitz, welche nicht vom Gewitter be-

rührt wurden, wie für Nancy, welches nahe der Mitte des grössten Gewittergebietes lag.

Die umstehende Figur (Fig. 242) giebt nach Angot die Verteilung der Winde in der Nähe der Rinne wieder. Die Rinne liegt bei *D*. Rechts (nach Osten) von ihr bei *A* steigen heisse Luftmassen auf, welche zur Bildung einer Gewitterwolke, Cumulo-Nimbus mit überlagerndem Cirro-Stratus Anlass giebt. Bei *B* sinkt die schwere kühle Luft unter heftigem Regenguss herunter. Dadurch bildet sich ein heftiger horizontaler Wirbel um *C* herum aus. Man sieht häufig, wie zerrissene Wolken, Fracto-Nimbi, während der Gewitter um diese Achse wirbeln.

Dieser Wirbel ist von der grössten Bedeutung für die Fortdauer der Gewitter. Die Luftmassen bei *D* werden dadurch stark gehoben und abgekühlt, wodurch ein sehr kalter Regen, bisweilen auch Hagel entsteht Dieser Niederschlag fällt wegen seiner Mächtigkeit sehr schnell zum Boden hinunter und transportiert dadurch gewissermaassen die Kälte aus den oberen Luftschichten zum Boden. Die bei *B* hinuntersinkende Luft wird am Boden abgekühlt und erwärmt sich deshalb viel weniger als sie sonst thun würde, bis sie wiederum bei *D* aufsteigt. Möller vergleicht aus diesem Grund den betreffenden Wirbel mit einer Eismaschine.

Zuletzt kann die aufsteigende kalte Luft keinen nennenswerten Niederschlag mehr abgeben, die Wolke wird links von *B* durch den Regen entleert, die Abkühlung unter *C* schreitet weiter und weiter nach rechts über *D* gegen *A*, kühle Luft schiebt sich hinein und hebt die warme Luft rechts von *A*, sodass die Wirbelbewegung und damit auch die Gewittererscheinung immer mehr nach rechts fortschreitet. Je weiter aber der Wirbel schreitet, desto später am Tag wird es, zuletzt sind die Luftmassen rechts von *A* nicht genügend erwärmt, um sehr hoch zu steigen, die Kondensation und Wolkenbildung wird schwächer und noch schneller nimmt der Elektrizitätstransport mit dem Niederschlag ab. Zuletzt werden die elektrischen Ladungen der Cumulo-Nimbus-Wolke so schwach, dass die Entladungen nicht mehr wahrnehmbar sind. Das Gewitter ist zu einem gewöhnlichen Regen geworden.

Fortpflanzungs-Geschwindigkeit der Gewitter. Einige Gewitter, namentlich in Gebirgsgegenden, bleiben über demselben Ort stehen, über dem sie sich ausgebildet haben (s. g. lokale Gewitter). In der überwiegenden Zahl von Fällen ziehen aber die Gewittererscheinungen von einem Ort zum anderen. Sie folgen dabei den in höheren Luftschichten

herrschenden Windzügen, welche häufig von den an der Erdoberfläche obwaltenden bedeutend abweichen.

Die meisten Gewitter in Europa haben eine vorherrschende Zugrichtung aus W und SW; in Schweden ist die Zugrichtung mehr von Süden. Die prozentische Verteilung auf die verschiedenen Windrichtungen ist folgende (nach Hann):

N	NE	E	SE	S	SW	W	NW
7	5	5	7	10	24	27	15

Es wird häufig angegeben, dass die Geschwindigkeit der Gewitter beim Übergang über Flussläufe sehr stark abnimmt. Hann bezweifelt die Richtigkeit dieser Angabe, da die Gewitter häufig von hohen Gebirgszügen in ihrem Gang nicht gestört werden.

Durch die Beobachtungen an meteorologischen Stationen ist es möglich, die Ankunftszeit eines Gewitterzuges an einem bestimmten Ort recht genau zu ermitteln. Man zeichnet meistens die Zeit des ersten hörbaren Donners auf, in anderen Fällen die Zeit der kräftigsten Entwickelung der Gewittererscheinungen (Italien), in wiederum anderen diejenige des Anfangs des Regens. Bisweilen geschieht es beim Fortschreiten eines Wirbelgewitters, dass die elektrischen Entladungen während einiger Zeit stark abnehmen oder sogar aussetzen, wonach sie wieder zunehmen bezw. bemerklich werden können (vgl. Fig. 241 II S. 796).

Die Punkte, welche gleichzeitig von den Gewittern erreicht werden, verbindet man auf der Karte und erhält so Linien, die Isobronten genannt werden. Eine auf diese Weise erhaltene Isobronten-Karte ist nach Erk in Fig. 243 wiedergegeben. Auf derselben ist mit römischen Ziffern die Eintrittszeit des Gewitters bezeichnet.

Aus diesen Karten kann man Schlüsse über die Fortpflanzungs-Geschwindigkeit der Gewitterzüge ziehen. Dieselbe ist recht veränderlich und beträgt im Mittel für die Ostalpenländer 30,4, für Ober-Italien 35,1, für Süd-Deutschland 36,8, für Norwegen 38, für Holland, Mittel- und Süd-Italien 39, für Russland und Frankreich 41 km pro Stunde. Noch grösser ist sie in Nord-Amerika, so z. B. in den Neu-England-Staaten 54,4 km pro Stunde (15,1 m pro Sek.).

Diese Geschwindigkeit ist im allgemeinen grösser im Winter als im Sommer. So z. B. ist die Geschwindigkeit in Süd-Deutschland für das Winterhalbjahr 43,3 km, im Sommerhalbjahr 38,4 km, in Russland bezw. 51 und 45 km pro Stunde (etwa 12 Proz. Unterschied). Italien macht

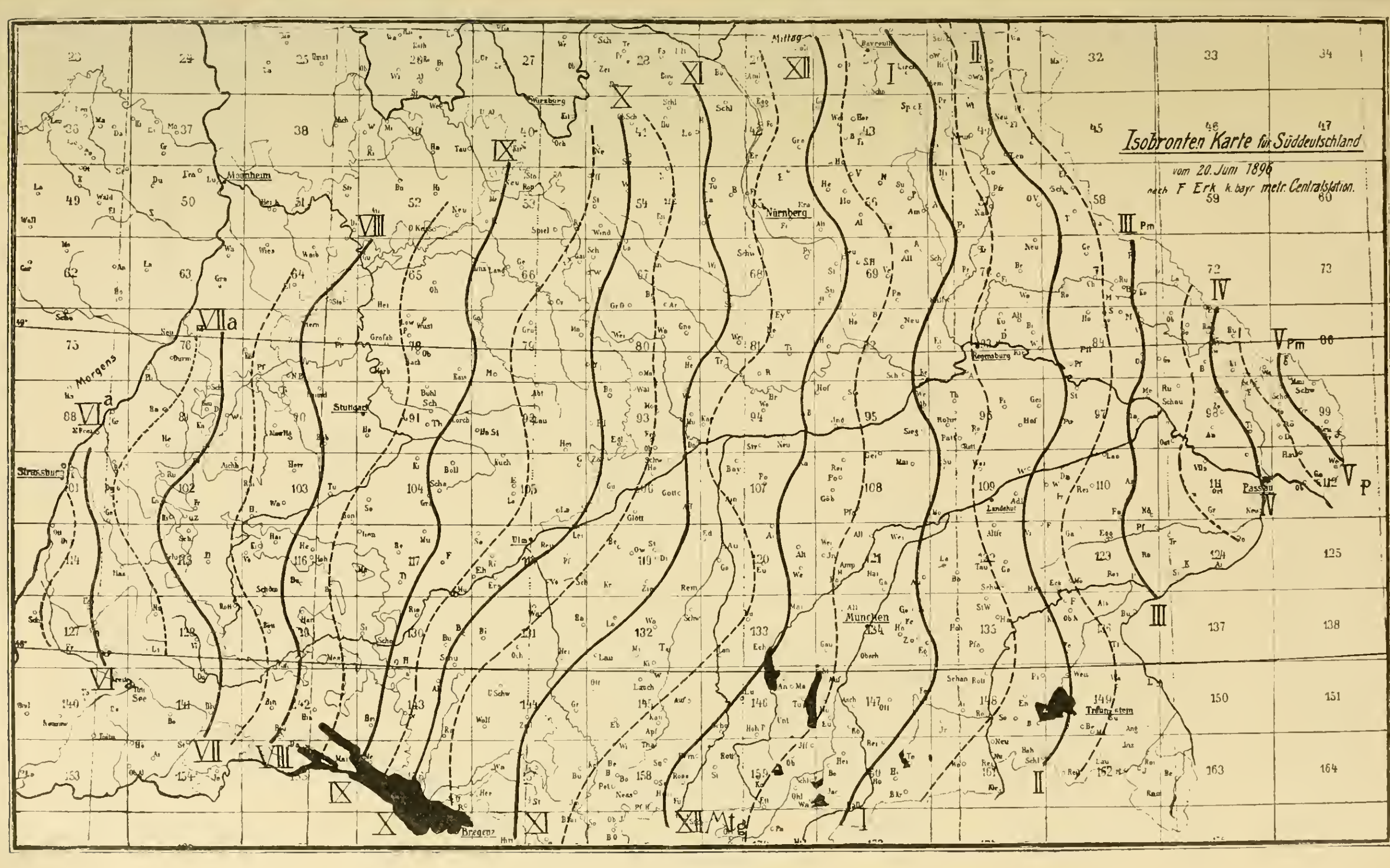

Isobronten Karte für Süddeutschland
vom 20. Juni 1896
nach F. Erk k. bayr. metr. Centralstation.
Morgens
Mittag
Strassburg
Mannheim
Würzburg
Stuttgart
Nürnberg
Regensburg
Ulm
München
Landshut
Passau
Bregenz

Fig. 243.

eine Ausnahme mit einem etwa ebenso grossen Unterschied in entgegengesetzter Richtung.

Auch die Nachtgewitter besitzen im allgemeinen eine grössere Fortpflanzungs-Geschwindigkeit als die Tagegewitter. In Süd-Deutschland beträgt die Fortpflanzungs-Geschwindigkeit zwischen 10^h Vorm. und 2^h Nachm. 85 Proz. derjenigen zwischen 10^h Nachm. und 2^h Vorm.

Die Wirbelgewitter zeigen im allgemeinen eine grössere Fortpflanzungs-Geschwindigkeit als die eigentlichen Wärmegewitter.

Prohaska hat für die mittlere Dauer der Gewitter in den Ostalpen folgende Daten gegeben. Winter 1,25, Frühling 1,29, Sommer 1,42, Herbst 1,57, Jahr 1,41 Stunden. Im allgemeinen scheinen die Herbstgewitter am längsten zu dauern. Mit einer mittleren Geschwindigkeit von 30 km pro Stunde erstreckt sich demnach der Gewitterzug in den Ostalpen über eine Breite von 42 km. Dagegen erstreckt sich die Gewitterfront, wie vorstehende Karte andeutet, über mehrere Hunderte von Kilometern.

Birkner hat aus der sächsischen Gewitterstatistik den Schluss gezogen, dass die Dauer der Gewitter mit der Seehöhe zunimmt. Während sie im Mittel für Ortschaften mit 100—300 m Seehöhe eine Stunde beträgt, erreicht sie für eine Höhe von 300—500 m 1,3, für eine über 700 m 1,5 Stunden. Je grösser die Höhe über dem Meer, desto kräftiger ist ja auch nach dem vorhin Gesagten anfangs die Elektrizitätsentwickelung bei dem Gewitter (vgl. S. 788 und 795).

Hagelwetter. Die Gewitter sind bisweilen von Hagelfall begleitet. Der Hagel besteht aus Eisstücken von häufig sehr eigentümlicher Gestalt, von Erbsen- bis Citronengrösse, bisweilen darüber. Anfang Juli 1897 fielen in Steiermark und Kärnten Hagelkörner von 15 cm Grösse und über 1 kg Gewicht, zu Utrecht fielen am 9. Sept. 1846 Hagel von 22 cm Durchmesser. Die Hagelkörner haben frisch gesammelt eine recht niedrige Temperatur, bisweilen bis zu —13° C.

Die Hagelwetter ziehen wie die Gewitter mit einer mittleren Geschwindigkeit von etwa 40 km pro Stunde über lange Strecken. Die Breite der Hagelzüge ist dagegen viel geringer als diejenige der Gewitter, meistens nur 8—10 km (in Steiermark nach Prohaska). Häufig folgen mehrere Hagelzüge einander in nahezu derselben Bahn.

Die Hagelkörner haben meistens eine konzentrische Struktur um einen opaken graupelähnlichen Kern, welchen durchsichtige Schalen, die bisweilen von kleine Luftbläschen getrübt sind, einschliessen. Die äussersten Teile sind bisweilen krystallinisch.

Die Fig. 244 giebt die Formen einiger Hagelkörner wieder, die durch ihre Grösse ausgezeichnet sind. Die mit *A* bezeichneten fielen bei la Braconnière, Dép. Mayenne, den 4. Juli 1819 und hatten einen Durchmesser von gegen 8 cm. Innen bemerkt man wie bei den anderen den charakteristischen schneeigen Kern, der von einer strahligen krystallinischen Hülle umgeben ist. Die krystallische Struktur deutet darauf hin, dass das Wasser langsam erstarrt ist. Noch besser ausgebildet waren die Krystalle bei den Hagelfällen in der Nähe von Tiflis am 27. Mai und 9. Juni 1869 (Fig. 244 *B*). Um den Kern ist die sechsstrahlige Struktur der Schneekrystalle zu erkennen. Zu äusserst sitzt eine unregelmässige Kruste von stark entwickelten hexagonalen Eiskrystallen. Diese Hagelschlossen erreichten eine Länge von 7 cm. Schliesslich giebt

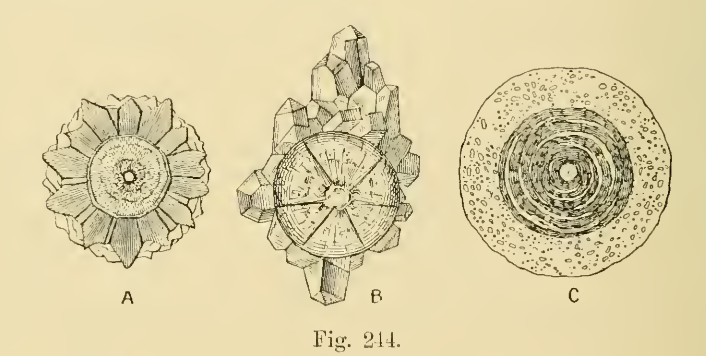


Fig. 244.

Fig. 244 *C* eine ausserordentlich grosse Hagelkugel wieder, die am 9. Sept. 1846 zu Utrecht fiel. Diese Kugeln sollen bis 22 cm Durchmesser gehabt haben. Um den lockeren Kern sind hier durchsichtige Eisschalen gelagert, welche stellenweise von schneeigen Eismassen durchbrochen sind. Der äussere, grösste Teil der Kugel besteht aus einer dicken Kruste von undurchsichtigem Eis.

Die meist runde Form deutet auf eine drehende Bewegung bei der Entstehung des Hagels. Noch deutlicher verrät sich diese Drehung um eine Achse in der Form, die der Hagel nicht selten hat, eine Scheibe mit einer dicken Wulst am Rand.

Manchmal haben die Hagelsteine eine birnenähnliche Form, wobei sie wohl mit dem dicken Ende nach unten gefallen sind. Dieser Form steht einer anderen pyramidischen oder konischen mit sphärischer Basisfläche nahe; solche Hagelkörner sehen aus, als ob sie aus grösseren kugelrunden Körpern durch centrale Spaltung entstanden wären. End-

lich können auch die Schlossen, wie Krystalle durch ebene Flächen begrenzt sein; von dieser Art waren die ungewöhnlich grossen Eisstücke, welche am 2. Juli 1897 in Brückl in Kärnthen niederfielen. Diese letzte Form ist jedoch recht selten.

Die Bildung so ansehnlicher Eismassen, wie die Hagelschlossen häufig zeigen, ist schwer zu verstehen. Natürlich muss sie in hohen Luftschichten stattfinden. In den bei heftiger aufsteigender Wirbelbewegung gebildeten Wolken bleiben die Tröpfchen lange in überkältetem Zustand flüssig, wenn die umgebende Temperatur schon weit unter Null gesunken ist. Barral und Bixio beobachteten bei einer Ballonfahrt am 27. Juli 1850 in einer Wolke, die 1950 m über dem Boden anfing, dass die Temperatur in 3300 m Höhe unter Null und bei etwa 6000 m auf —10° C. sank. Erst in dieser Höhe traten Eisnadeln und Schnee an Stelle der Tröpfchen in der Wolke auf. Bei sehr heftigen aufsteigenden Bewegungen der Luft können ohne Zweifel noch dickere Wolken, als die genannte 4000 m mächtige, aus überkälteten Wassertröpfchen bestehen.

In dem Cirro-Stratus-Schirm befinden sich Eisnadeln. Kommen diese durch Wirbelbewegungen mit überkälteten Tropfen in Berührung, so scheidet sich Eis aus diesen teilweise aus und es entstehen gewöhnliche Graupelkörner, die ja einen grossen Teil des Niederschlages im Frühling oder in den Bergen ausmachen.

Solche Graupelkörner bilden auch den Kern der Hagelkörner. Um nun die weitere Ausbildung der grössten Hagelkörner begreiflich zu machen, muss man zwei Annahmen machen, erstens dass sie lange in der Luft schweben bleiben (oder langsam heruntersinken), zweitens dass elektrische Ladungen verschiedener Art eine starke Anziehung zwischen Regentröpfchen oder Schneekrystall und Hagelkorn hervorbringen. Was die erste Annahme betrifft, so kann man aus den Daten auf S. 641 berechnen, dass in einer Höhe von etwa 2000 m eine Windgeschwindigkeit in vertikaler Richtung von 14,5 m pro Sek. genügt, um eine Eiskugel von 1 cm Durchmesser schwebend zu erhalten. Für eine Eiskugel von dem vierfachen Durchmesser ist nur eine doppelt so grosse Geschwindigkeit nötig, für eine vom 16fachen Durchmesser (also 16 cm, wie die grössten Hagelkörner) eine 4fache (d. h. 58 m pro Sek.). Es ist wohl kaum wahrscheinlich, dass so grosse Geschwindigkeiten wie die letzte in vertikaler Richtung vorkommen, schon die erste muss wohl als exceptionell betrachtet werden.

Wir können demnach auf diese Weise wohl nur die Existenz von Hagelkörnern von Haselnussgrösse verständlich machen. Solche können sich

in 2000—3000 m Höhe schwebend halten. Wenn sie weiter an Schwere zunehmen, so muss das geschehen, während sie herunterfallen und zwar spielen die elektrischen Ladungen dabei eine wesentliche Rolle. Die Hagelwetter zeichnen sich durch grosse Häufigkeit der elektrischen Entladungen aus (Colladon schätzte sie beim Hagelfall zu Genf am 7.—8. Juli 1875 auf 2 bis 3 in der Sekunde) und die Hagelkörner sind bisweilen so stark elektrisch geladen, dass sie phosphorescieren (dies wurde im selben Fall beobachtet). Dagegen ist der Donner schwach und häufig nicht hörbar. Alles deutet darauf hin, dass sich beim Hagelfall sehr starke elektrische Kräfte entwickeln, und die umgebenden Wassertropfen zu den fallenden Hagelkörnern hinziehen. Dadurch wird auch die Fallgeschwindigkeit geringer.

Klares Eis deutet auf Niederschlag von überkältetem Wasser auf das Hagelkorn; wenn Krystalle vorhanden sind, so ist das Gefrieren relativ langsam vorsichgegangen, besonders wenn sie gross sind wie in Fig. 244 *B*. Milchweisse Eisabscheidung deutet auf eine Mischung von Wasser und Schneekrystallen, die sich abgesetzt hat.

Bei solchen Hagelkörnern, wie den in Fig. 244 *B* dargestellten, muss die Fallzeit unerhört gross gewesen sein. Diese Art ist auch äusserst selten, die gewöhnlichste ist von derselben Sorte wie Fig. 244 *C*, aber viel kleiner.

Hagelkörner, die zwei oder mehrere Kerne enthalten, sind nicht selten. Die undurchsichtigen Eisschollen sind nach Harting, der den Utrechter Fall genau untersuchte, aus kleinen Körnchen von 0,1—0,2 mm Durchmesser mit dazwischen liegenden Luftblasen zusammengeballt.

Die von Hagelstürmen verursachten Schäden sind häufig sehr gross. So soll ein Hagelwetter vom 13. Juli 1738 einen Schaden von 25 Millionen Franken verursacht haben.

Der Hagel ist (wie die Gewitter) in den polaren Gegenden sehr selten. Statt dessen fallen Graupeln wie bei uns im Winter. In gemässigten und subtropischen Ländern sind sie am gewöhnlichsten. In tropischen Landesteilen kommen sie auch bisweilen vor, speziell die mit grossen Körnern. Die meisten Hagelkörner schmelzen dort, bevor sie den Boden erreicht haben. Auf dem (nahe dem Äquator in Ecuador gelegenen) Antisana beobachtete man in 4000 m Höhe elf Hagelfälle in neun Monaten. Einige Gegenden scheinen besonders vom Hagel heimgesucht zu sein. Dazu gehören Steiermark und Kärnten und die Abhänge des Kaukasus. Die wärmeren und trockneren Landesstrecken scheinen öfters als die kälteren und feuchteren, das Land vor

den Mündungen der Gebirgsthäler häufiger als diese selbst und das Gebirge vom Hagel getroffen zu werden. Im Gebirge sind die Hagelkörner klein und gehen in Graupeln über. Boussingault beobachtete bei einer Reise in den Anden, dass die Hagelkörner, die oben ganz klein waren, immer grösser wurden, je tiefer er kam.

Die allgemeine Wetterlage bei Hagelstürmen ist nahezu dieselbe wie bei Gewittern und die Hagel sind als Begleiter der Gewitter anzusehen, die nur längs einer oder einiger sehr kurzen (meist 8 bis 10 km langen) Strecken der Gewitterfronten vorkommen.

Die Jahresperiode der Hagelwetter ist dieselbe wie die der Gewitter, nur ist der Frühling etwas hagelreicher, sodass häufig ein Maximum im Mai zu finden ist (Holland, Bayern, Sachsen). Die tägliche Periode ist ebenfalls ungefähr dieselbe wie die der Gewitter, aber noch etwas ausgeprägter. In Mittel-Europa treffen 27 Proz. der Hagelwetter zwischen 2 und 4 Uhr Nachm. ein (67 Proz. zwischen 12 und 6 Uhr Nachm.). Das Minimum fällt zwischen 2—8 Uhr Vorm. (4 Proz.).

Wetterschiessen. Wegen der grossen Schäden, welche die Hagelwetter anrichten, hat man sich bemüht, Mittel zu ihrer Verhinderung aufzufinden. Schon seit alten Zeiten glaubt man, durch heftige Erschütterung der Luft, wie durch starkes Läuten und Schiessen, einen günstigen Einfluss ausüben zu können. Versuche in dieser Richtung sind neuerdings in grossem Maassstab in Österreich, Italien, Frankreich und Amerika aufgenommen worden. Obgleich es nicht wahrscheinlich ist, dass selbst die heftigsten Lufterschütterungen an der Erdoberfläche in den Höhen — etwa 5 km und darüber —, wo die Hagelkörner sich bilden, irgend welche merkliche Wirkung haben können, wollte man wegen der hohen wirtschaftlichen Bedeutung diese Mittel doch nicht unversucht lassen. Man wollte den Luftwirbelringen, welche sich beim Abfeuern eines Geschosses bilden, eine besondere Wirkung zuschreiben; dieselben erreichen jedoch nur sehr mässige Höhen und keineswegs den Bildungsherd der Hagelschlossen.

Man richtete also in bestimmten Gegenden, die häufig von Hagelwetter heimgesucht werden, ein Netz von Schiessstationen ein, wo bei Anzeichen eines Hagelwetters Böllerschüsse abgefeuert wurden. In Italien waren nicht weniger als 9400 solche Stationen eingerichtet. Der Erfolg scheint jedoch nach der bisher beschafften Statistik sehr zweifelhaft zu sein; zur Beschaffung von mehr Versuchsmaterial werden die Versuche fortgesetzt. Dass in einzelnen Fällen (besonders in Österreich)

die Schiessversuche von Erfolg gekrönt zu sein scheinen, mag auf Zufall beruhen.

Nach einer Untersuchung von v. Bezold und Lachmann werden an den preussischen Schiessplätzen der Artillerie weniger Gewitter (20 bis 25 Proz.) beobachtet als in deren nächster Umgebung. Wenn diese Beobachtung sich bestätigte — es könnte z. B. an den Schiessplätzen der Donner des Gewitters bisweilen überhört werden —, so dürfte die Wirkung auf die starke Entwickelung von Rauchgasen an den Schiessplätzen zurückzuführen sein (vgl. S. 781).

Wasserhosen, Tromben und Tornados. Unter äusseren Umständen, welche denjenigen ähnlich sind, die Gewitter- und Hagelbildung begünstigen, entstehen bisweilen ausserordentlich lebhaft rotierende und häufig von elektrischen Erscheinungen begleitete kleine Wirbel, die eine gewaltsame mechanische, zerstörende Wirkung ausüben. Diese eng begrenzten Wirbel nehmen ihren Anfang unter einer Gewitterwolke, von der sie wie ein Zapfen oder Elefantenrüssel herunterhängen. Der Wirbel kann sich dann weiter ausbilden, sodass er die Erdoberfläche berührt, wo die Reibung ihn meistens erweitert. Der ausserordentlich niedrige Luftdruck im Centrum übt eine mächtige hebende, saugende Wirkung aus, die Wassermassen, Hausdächer, Bäume u. s. w. hebt und herumschleudert.

Diese Wirbel entstehen am häufigsten über Wasserflächen (Fig. 245), wahrscheinlich, weil da die Reibung am geringsten ist und heissen dann Wasserhosen. Sie sind in den tropischen Gegenden am gewöhnlichsten; ihr Durchmesser beträgt nur wenige Meter, die Wassermassen steigen unter Bewegungen wie beim Kochen in spitzen schäumenden Massen empor und fallen nieder, sobald die saugende Mitte des Wirbels vorbeigeschritten ist.

Die Wassermassen sollen sich 4—8 m erheben können; wenn der Raum im Inneren der Wasserhose luftleer wäre, so würde die Spitze unter Atmosphärendruck etwa 10 m Höhe besitzen. Man sieht, wie stark der Druck in den Wasserhosen vermindert ist.

Von der Spitze löst sich Schaum oder Wasserstaub ab und steigt in noch grössere Höhen, sodass Wolken und Wasser meist kontinuierlich ineinander überzugehen scheinen. Die Wassertropfen in dem schlauchförmigen Teil der Wasserhose bilden sich teils infolge der aufsteigenden Bewegung der stark feuchten Luft, teils und wohl hauptsächlich direkt durch die starke Abkühlung und Kondensation, welche die heftige Ausdehnung von Atmosphärendruck auf den sehr niedrigen Druck im Inneren

der Wasserhose begleitet. Wenn die Wasserhose sich auflöst, so verschwindet zuerst ihr mittlerer Teil zwischen Wolke und Wasser. Die drehende und aufsteigende Bewegung ist wohl noch da, aber die Menge des kondensationsfähigen Wasserdampfes ist zu gering geworden, um den Wirbel noch sichtbar zu machen.

Trifft das untere Ende des Wirbelschlauches die feste Erdoberfläche, so entsteht eine Trombe oder Wettersäule. Statt Wasserstaub und Schaum füllen in diesem Fall Staub und vom Boden in die Höhe gerissene Gegenstände, wie Heu, Erde, Laub, Zweige u. s. w. den unteren Teil des

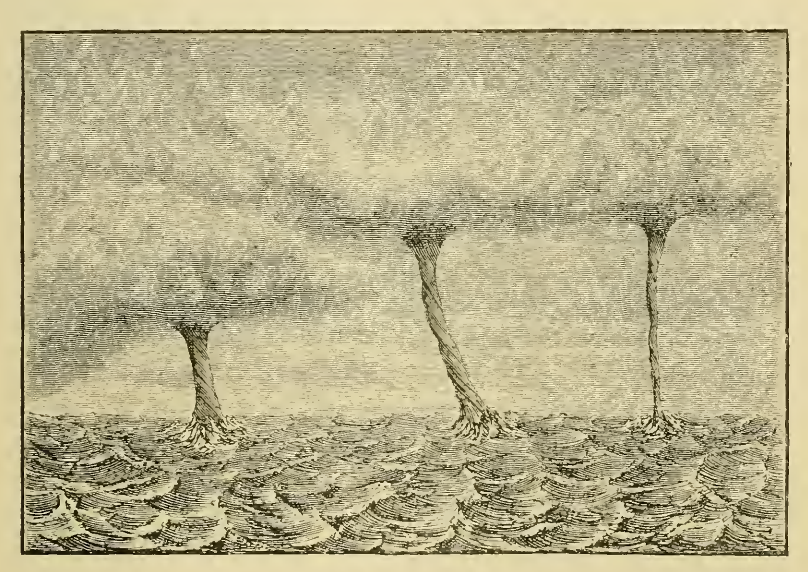


Fig. 245. Wasserhosen.

Wirbels. Tromben entstehen, wie die Wirbelgewitter, häufig in der Nähe von barometrischen Depressionen und der Sinn ihrer Drehung wird demzufolge meistens von der Erddrehung bestimmt, d. h. sie drehen sich auf der nördlichen Halbkugel von oben gesehen in entgegengesetztem Sinn wie die Zeiger einer Uhr. Diese Wirbel haben ihren eigentlichen Ursprung in den Wolken und dehnen sich von da bis zum Erdboden aus im Gegensatz zu den kleinen Staubwirbeln, welche bei starker Erwärmung des Erdbodens auf Strassen oder in den Wüsten entstehen und deren Drehungsrichtung bald nach der einen, bald nach der anderen Seite liegt. Warme, feuchte Luft ist jedenfalls für die Ausbildung der Tromben günstig. Wie die Gewitter geht die Trombe ihren

Weg unbeeinflusst von den Gebilden auf der Erdoberfläche. Sie kann dabei abwechselnd zur Erde hinunterreichen oder in der Luft enden. Wenn sie auch nicht sichtbar zur Erdoberfläche hinunterreicht, kann sie doch grossen Schaden anrichten, denn die wirbelnde Bewegung der Luft am Boden kann auch dann noch sehr heftig sein. Eine Abbildung einer solchen Trombe zeigt Fig. 246.



Fig. 246. Trombe vom 7. Okt. 1881 bei Catania.

Die Bahnen dieser Wirbel sind noch viel schmäler (ein bis einige hundert Meter) als diejenigen der Hagelwetter, was aus den eng lokalisierten verheerenden Wirkungen hervorgeht. Diese beruhen auf ihrer grossen Drehungsgeschwindigkeit, die 50, nach einigen Schätzungen sogar 100 m pro Sek. erreichen kann. Die Tromben sind in mittleren Breiten am häufigsten vertreten, sie können aber auch bis zu 60^0 n. Br. vorkommen, so sind in Schweden viele Tromben untersucht und beschrieben worden.

Sehr häufig sind sie in Nord-Amerika zwischen dem Felsengebirge und dem Alleghany-Gebirge und geben dort zu schweren Ver-

wüstungen Anlass, von denen die Zeitungen häufig Berichte mitteilen. Sie haben daselbst einen eigenen Namen „Tornados“ erhalten.

Sie treten bei mässigen südlichen Luftströmungen auf und werden von ausserordentlich heftigen Gewittern (nicht selten in Form von Kugelblitzen) und von Hagelfällen begleitet. Sie ziehen meistens (wie die Gewitter) von SW nach NE, mit einer Geschwindigkeit von im Mittel 40 km in der Stunde. Da sie einen Durchmesser von meistens weniger als 300 m besitzen, so ist ihre Zerstörungsarbeit gewöhnlich in weniger als einer halben Minute vollendet.

Ihre mechanische Arbeitsfähigkeit ist unglaublich gross, sie heben nicht nur Dächer ab, sondern heben sogar ganze Häuser mitsamt den Bewohnern in die Höhe, tragen sie weit (100 m) weg oder zerquetschen die Wände. Ein Wagen von 1600 kg wurde 18 m verschoben und über

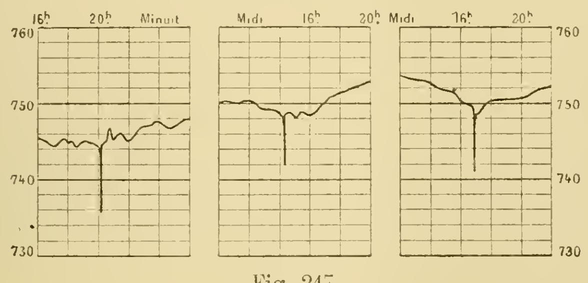


Fig. 247.

einen Zaun von 1,8 m geweht, ohne ihn zu berühren. Wegen des niedrigen Druckes im Wirbel platzen die Fensterscheiben und geschlossene Gefässe, bisweilen sogar die Häuser selbst. Das plötzliche Sinken des Barometers in der Mitte der Trombe ist dreimal beobachtet worden, zu Little-Rock, Arkansas, am 20. Okt. 1894, zu Paris am 10. Sept. 1896 und zu Asnières bei Paris am 18. Juni 1897. Das Barometer gab eine Senkung von 8 bis 10 mm an. In diesen Fällen waren wohl die Tromben sehr schwach (vgl. die drei Barogramme Fig. 247).

Sie bilden sich in dem südöstlichen Quadranten der Barometerdepressionen aus, wo nach neueren Untersuchungen ein stark labiles Gleichgewicht der Luftmassen leicht entsteht, und wo die Temperaturunterschiede zwischen der vorderen und der hinteren Seite der Cyklone stark ausgeprägt sind. Dies trifft nun viel häufiger in Amerika als in Europa ein, und dementsprechend sind die Tromben dort viel häufiger und kräftiger als hier. Sie sind jedoch in den Appalachen und dem

Felsengebirge, sowie in den nordöstlichen Staaten der Union sehr selten. Am gewöhnlichsten sind sie in Kansas.

Auf eine Million km² kommen sie nach Finley in folgender Anzahl pro Jahr vor:

Kansas 26, Missouri 20, Jowa 19, Nebraska 17, Indiana 14, Massachusetts 14, Alabama 13, Minnesota 12, Maryland, Ohio 11, Dacota, Louisiana und Wisconsin 10. In den ganzen Vereinigten Staaten kommen etwa drei verheerende Tornados pro Jahr vor.

Mehrere Tornados folgen häufig einander in nahezu derselben Bahn wie die Hagelwetter. Sie haben auch dieselbe jährliche und tägliche Periode, wie folgende Daten (in Prozent) zeigen.

Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
1,2	5,0	8,4	17.2	**18,6**	15,7	12,7	8,1	6,3	2,3	3,0	1,5

0—2,	2—4,	4—6,	6—8,	8—10,	10—12,	12—14,	14—16,	16—18,	18—20,	20—22,	22—24
1,7	1,6	0,9	*0,8*	1,8	5,1	9.1	21,6	**28,8**	15,2	8,2	5,2

Die Geschwindigkeit der Luft im Tornado erreicht Werte von 45 bis 250, bisweilen sogar 450 m pro Sek. An der Lage der fortgeschleuderten Gegenstände erkennt man den Sinn der Drehung in den Tornados. Er ist immer derselbe wie in den Cyklonen.

Um der Lebensgefahr beim Tornado zu entgehen, baut man Tornadokeller, in welche man beim Herannahen eines Tornado sich zurückziehen kann.

Der jährlich durch Tornados in den Vereinigten Staaten verursachte Schaden wird zu etwa drei Millionen Dollars taxiert. Der Tornado vom 27. Mai 1896 zu St. Louis brachte Verluste von 12 Millionen Dollars und 308 Menschenleben mit.

Wie die Tromben überspringen häufig die Tornados grosse Strecken in ihrer Bahn, indem der trichterförmige Wirbel an diesen Stellen nicht zur Erde hinunterreicht. Bisweilen kann der Tornado sich bis zu den obersten Gipfeln der Bäume oder zu den Schornsteinen der Häuser hinunterstrecken, hier alles zerstören, die tiefer liegenden Gegenstände aber unversehrt lassen. Bei der Pariser Trombe hat man die eigentümliche Beobachtung gemacht, dass ihre Gewalt 20—25 m über dem Boden, wo sie die Hausdächer zerriss, viel grösser war, als in 58 m Höhe, wo sie das Dach von Tour St. Jacques unbehelligt liess.

Häufig vollführt der Tornadowirbel mehrere Schwingungen rechts und links von seiner mittleren Bahn, besonders in der ersten Zeit, wenn er die Erde erreicht hat. Die erste Schwingung geht immer nach links. Diese Schwingungen nehmen an Amplitude schnell ab.

Die meisten Tromben sind von einem eigentümlichen Geräusch begleitet, welches mit dem Rasseln von mehreren mit Eisenwaaren beladenen Wagen verglichen wird. Vielleicht rührt dieses Geräusch von den Stössen der in der Trombe aufgewirbelten festen Körpern her.

XIV. Meteorologische Akustik.

Beugung der Schallwellen. Ebenso wie sich die Wasserwellen um einen isolierten Felsen herumbiegen, ebenso verhalten sich auch die Schallwellen. Zwar ist es leicht wahrzunehmen, dass hinter einem Hügel oder Gebäude auf der Vorderseite hervorgebrachte Töne nur schwach hörbar sind. Wenn aber die Töne kräftig genug sind, hört man sie auch hinter den dichtesten Hindernissen.

Ein auffallendes Beispiel dieser Eigenschaft des Schalles erzählt Tyndall, eine Explosion eines Pulvermagazines nahe am Dorfe Erith in England. Die Fensterscheiben der Häuser im Dorfe waren auf der zum Pulvermagazin gewendeten Seite und auf der abgewendeten fast gleich stark zerbrochen. Alle Fenster der Kirche waren nach innen eingebogen, indem die Bleirahmen dem Druck nachgegeben hatten.

Übergang des Schalles von einem Medium in ein anderes. Wenn man einen Laut unter Wasser hervorruft, z. B. eine Glocke läutet, so hört man sehr wenig davon in der Luft. Und umgekehrt dringen die Schallwellen, welche in der Luft entstehen, zu einem äusserst unbedeutenden Bruchteil in Wasser ein. Diese Frage ist von einer gewissen praktischen Bedeutung, denn die Fischerbevölkerung hat häufig die unrichtige Vorstellung, dass die Fische durch die Schallsignale der Lootsstationen vertrieben werden.

Um dies zu untersuchen, gehen wir von folgenden Annahmen aus. Eine Schallwelle möge eine Wasserfläche treffen. Die Geschwindigkeit des untersten Luftpartikelchens in vertikaler Richtung soll gleich derjenigen des angrenzenden obersten Wasserpartikelchens sein. Die Energiemenge der einfallenden Welle (aus der Luft) soll gleich der Summe der Energiemengen der gebrochenen und der reflektierten Welle sein.

Es sei φ der Einfalls- und φ^1 der Brechungswinkel der Wellennormale (vgl. Fig. 248), so verhält sich nach der Wellenlehre:

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \varphi^1} = \frac{V}{V^1} = \frac{l}{l^1},$$

wenn V und V^1, l und l^1 die Geschwindigkeiten bezw. Wellenlängen des erregten Tones in den beiden Medien Luft und Wasser bedeuten. Bei 0^0 ist $V = 330$ m pro Sek., V^1 nach den Messungen von Colladon und Sturm in Süsswasser gleich 1435 m pro Sek., nach denjenigen von Beudant für Salzwasser gleich 1500 m pro Sek.; im Mittel ist also $V^1 = 1467$ m pro Sek., wonach $V : V^1 = 4{,}35$. Die Geschwindigkeit des Schalles im Wasser steigt stark mit der Temperatur. Sie ist nach Wertheim:

bei 15° C. 1437 m pro Sek.,
„ 30° „ 1528 „ „ „
„ 60° „ 1725 „ „ „

wächst also ungefähr wie die $^5/_4$ Potenz der absoluten Temperatur.

Es seien weiter J, R und G die mittleren Amplituden der Schallschwingungen in den einfallenden, reflektierten und gebrochenen Wellen, so folgt aus der ersten Bedingung über die Gleichheit der Geschwindigkeit, welche der Amplitude proportional ist:

$$(J + R) \cos \varphi = G \cos \varphi^1.$$

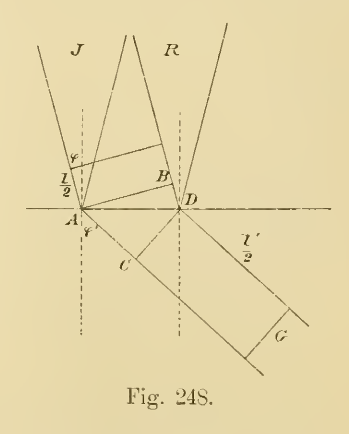


Fig. 248.

Die Energiemenge ist proportional dem Quadrat der Geschwindigkeit, also auch dem Quadrate der Amplitude, und der Masse m innerhalb eines Raumes von der Länge einer halben Wellenlänge und der Breite $AB = AD \cos \varphi$ für die einfallende und reflektierte bezw. $CD = AD \cos \varphi^1$ für die gebrochene Welle, sowie der für alle drei Wellen gleichen auf die Ebene des Papieres senkrechten Höhe g. Diese Grösse ist für den einfallenden Strahl:

$$m = \frac{1}{2}\, l \cdot g \cdot AD \cos \varphi \cdot d,$$

wenn d die Dichte der Luft bedeutet. Man erhält so:

$$J^2 \cdot l \cdot \cos \varphi \cdot d = R^2 l \cos \varphi\, d + G^2 l^1 \cos \varphi^1 d^1$$

wenn d^1 die Dichte des Wassers darstellt, oder:

$$(J^2 - R^2) l \cdot d \cos \varphi = G^2\, l^1\, d^1 \cos \varphi^1.$$

Durch zweimalige Division dieser Gleichung mit der ersten Bedingungsgleichung bekommt man, nachdem $l : l^1 = \sin\varphi : \sin\varphi^1$:

$$\frac{J - R}{J + R} = \frac{d^1}{d}\,\frac{tg\,\varphi^1}{tg\,\varphi}$$

oder, wenn dieser letzte Ausdruck gleich $\frac{1}{a}$ gesetzt wird:

$$-R : J = (1 - a) : (1 + a) = 1 - 2\,a.$$

Diese letzte Gleichung ist genügend genau, denn:

$$\frac{d}{d^1} = \frac{1}{773} \text{ und } \frac{tg\,\varphi}{tg\,\varphi^1} < \frac{\sin\varphi}{\sin\varphi^1} \text{ folglich } \frac{tg\,\varphi}{tg\,\varphi^1} < \frac{1}{4{,}35}$$

und also a eine sehr kleine Zahl ($< 1 : 3363$). Hieraus folgt:

$$R^2 = J^2\,(1 - 4\,a)$$

und:

$$J^2 - R^2 = J^2 \cdot 4\,a.$$

Wenn J^2 ein Maass der einfallenden und R^2 ein Maass der reflektierten Schallstärke ist, so wird die Stärke der gebrochenen Schallwelle durch $J^2 - R^2$ gemessen. Es ist das Verhältnis F dieser Grössen:

$$F = \frac{J^2 - R^2}{J^2} = 4\,a = 4\,\frac{d}{d^1}\,\frac{\sin\varphi}{\sin\varphi^1} \cdot \frac{\cos\varphi^1}{\cos\varphi} = 0{,}001189\,\sqrt{1 - 17{,}9\,tg^2\,\varphi}.$$

Die Energie der gebrochenen Welle macht also im Maximum, nämlich bei senkrechter Incidenz ($\varphi = 0^0$) 0,12 Proz. der einfachen Welle aus. Die Beziehung zwischen dem Bruchteil F und φ geht aus folgender Tabelle hervor.

φ =	0^0	5^0	8^0	10^0	12^0	13^0	$13^0\,17'\,7''$
φ^1 =	0^0	$22^0\,16'$	$37^0\,15'$	$49^0\,02'$	$64^0\,42'$	$78^0\,0'$	90^0
10^4. F =	11,9	11,1	9,6	7,9	5,2	2,5	0

Schallwellen, deren Normale einen grösseren Winkel als $13^0\,17'\,7''$ mit der Normale der Begrenzungsfläche bilden, vermögen gar nicht in das Wasser hineinzudringen. Von der Schallmasse, welche nach unten sich von einer Schallquelle ausbreitet, befinden sich nur 2,65 Proz. in einer solchen Lage, dass ein Teil davon in das Wasser hineinzudringen vermag. Und von diesem Teil geht nur der sehr geringe Bruchteil

0,0008 auf das Wasser über, sodass von der ganzen Schallmasse nur 21,2 Millionteile in das Wasser hineindringen. Man kann demnach wohl sagen, dass der Schall praktisch genommen vom Wasser total reflektiert wird.

Bei dem Übergang des Schalles aus Wasser in Luft liegen zwar die Verhältnisse nicht so ungünstig, aber doch dringt nur 0,06 Proz. der Schallmenge aus dem Wasser in die Luft ein. Auch in diesem Fall kann man von einer nahezu totalen Reflexion sprechen, obgleich etwa 30 mal weniger effektiv wie im vorhin besprochenen Fall.

Ganz anders dringt der Schall ins Wasser ein, wenn die Schallwellen aus einem Körper kommen, dessen Dichte von derselben Grössenordnung ist wie des Wassers selbst.

Wenn man z. B. mit einem Ruder gegen den Boden eines Kahnes stösst, so geht ein recht beträchtlicher Teil der Schallbewegung auf das Wasser über. Die Dichte der Hölzer liegt nämlich sehr nahe an 1 und die Fortpflanzungs-Geschwindigkeit des Schalles senkrecht zu den Jahresringen ist für Tannenholz ebenso gross wie für Süsswasser bei 10° C. In anderen Hölzern ist die Fortpflanzungs-Geschwindigkeit von derselben Grössenordnung. Die grösste Abweichung kommt bei Birkenholz vor (nach Messungen von Wertheim und Chevandier), das etwa 28 Proz. grössere Fortpflanzungs-Geschwindigkeit besitzt. Die Fischer haben häufig bemerkt, dass bei einem solchen Stoss die Fische gleich fliehen, was zu ihrer unrichtigen, oben (S. 812) erwähnten Vorstellung geleitet hat.

Echo. Ebenso wie vom Wasser wird der Schall von der Erde, Felsen und Wolken reflektiert. Bisweilen können die an einer Stelle erregten Schallwellen ein oder mehreremal zum Ausgangspunkt reflektiert werden. Diese Erscheinung wird Echo oder Widerhall genannt. Manche Orte sind wegen ihres kräftigen oder mannigfaltigen Echos berühmt. So z. B. wiederholt ein Echo an den Ufern des Lago del Lupo über den Wasserfällen von Terni den Schall nicht weniger als fünfzehnmal. Wegen seiner Stärke ist das Echo am Lorelei-Felsen am Rhein berühmt, das 17—20 mal einen Pistolenknall wiederholt. Das Echo zwischen den zwei Flügelgebäuden des Schlosses Simonetta bei Mailand giebt einen Pistolenschuss 60 mal wieder. Das Echo der Dunloe-Kluft bei Killarney in Irland ist ebenfalls Touristen wohlbekannt. Der Ton einer daselbst angeblasenen Trompete kommt in einer Reihe von Reflexionen zur Ausgangsstelle zurück. Der Ton wird immer sanfter und es macht den Eindruck, als wenn die Schallquelle sich immer weiter entfernte. In den Alpenländern sind berühmte Echos in grosser Zahl zu

finden. Unter denselben hebt Tyndall das Echo bei Rosenlaui besonders hervor. Berühmt wegen ihres Echos sind Koblenz, Grosse Gans bei der Bastei in der sächsischen Schweiz, Adersbach in Böhmen, Rosneath in Schottland und mehrere andere Orte.

Da etwa 0,2 Sek. zum Aussprechen einer Silbe nötig sind und der Schall etwa 340 m in 1 Sek. zurücklegt, so kann eine Wand in 34 m Entfernung ein einsilbiges Echo geben, eine 68 m entfernte ein zweisilbiges u. s. w., indem der Schall zum Hin- und Zurücklaufen 0,2 bezw. 0,4 Sek. nötig hat. Ein Echo im Park von Woodstock wiederholt 17 Silben bei Tag und 20 bei Nacht. Das Echo am Grabmal Cäcilia Metellas bei Rom vermag eine hexametrische Verszeile wiederzugeben.

Das eigentümliche und majestätische Rollen der Donnerschläge rührt von einer mehrmaligen Reflexion des Schalles an den Wolken und der Erde her. Eine Kanone, die auf freiem Feld bei heiterem Himmel abgefeuert wird, giebt einen kurzen, scharfen Knall. Befinden sich dagegen an dem Himmel Wolken, so hört man nach dem Schuss ein langsames leises Rollen.

Man hat auch die Wirkung von Reflexionen in Fällen vermutet, in welchen sie wahrscheinlich keine merkliche Rolle spielen. Wenn z. B. Schallerscheinungen, die man erwartet hatte (vgl. unten), ausblieben, so nahm man an, dass dieselben an den Grenzflächen verschieden dichter Luftschichten reflektiert seien. Da aber in diesem Fall, sowohl die Dichte wie die Fortpflanzungs-Geschwindigkeit von der einen Schicht zur anderen sehr wenig veränderlich ist, so scheint die Erklärung kaum stichhaltig zu sein.

Auch durch Schneeböen geht der Schall, so viel man nachweisen kann, ungeschwächt hindurch, wie Tyndall schon bemerkt hat. Ebenso bieten Nebelbildungen kein merkliches Hindernis der Ausbreitung des Schalles.

Folgen der Schallbrechung. Wie oben schon bemerkt, wird der Schall, ebenso wie das Licht, beim Übergang von einem Medium in ein anderes gebrochen. Ebenso erleidet der Schall eine Ablenkung in der Atmosphäre zufolge der ungleichen Temperatur der Luftschichten. Die Fortpflanzungs-Geschwindigkeit des Schalles hängt nicht von der Dichtigkeit der Luft, sondern nur von ihrer Temperatur ab und zwar wächst sie proportional der Quadratwurzel aus der absoluten Temperatur. Wenn demnach, wie normal der Fall ist, die Luft unten wärmer wie oben ist, so beschreibt die Schallwelle keinen geraden Weg von einer in der Höhe befindlichen Schallquelle zum Boden, sondern verläuft in Bogenlinien,

wie die Fig. 249 andeutet. Da die Luft unten wärmer ist, wird der Schall fortwährend von der Normale weg gebrochen, sodass die nach unten gehenden Schallstrahlen eine nach oben konkave Bahn beschreiben. In Punkten zwischen A und B wird der Schall vernommen, in Punkten dagegen, welche weiter entfernt sind als der Punkt B, wo die Fortpflanzungsrichtung des Schalles den Boden tangiert, vernimmt man keine Spur des von S ausgehenden Schalles. Man könnte glauben, dass eine horizontal sich fortpflanzende Welle, deren vertikale Wellenfront in der Figur 250 durch 1—2 bezeichnet werden möge, nicht gebrochen wird, da in konstanter Höhe die Temperatur gleich hoch ist. Während aber der obere Teil den Weg 1—3 beschreibt, geht der untere Teil in der wärmeren Luft den längeren Weg 2—4 (Fig. 250*b*). Da die Wellenfront immer senkrecht auf der Fortpflanzungsrichtung steht, so biegt sich diese wie Fig. 250*a* andeutet. Ähnliches gilt für das Licht, wie auch der Versuch lehrt.

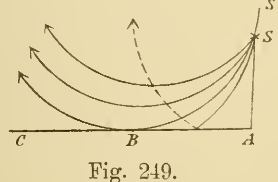


Fig. 249.

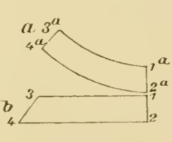


Fig. 250.

Der Punkt B ist offenbar um so weiter von S entfernt, je geringer der Temperaturunterschied der oberen und unteren Schichten ist. Weiter ersieht man aus der Figur, dass wenn SS_1 die Verlängerung des Schallstrahles SB ist, auch eine Schallquelle in S_1 bei B vernehmbar ist. Es ist also die horizontale Entfernung des Punktes B von der Schallquelle um so grösser, je höher die Schallquelle liegt. Würde die Schallquelle in B liegen, d. h. gerade am Boden, so würde, theoretisch genommen, der Schall an keinem Punkt in derselben Horizontalebene gehört werden.

Diese Umstände sind in der Praxis von grosser Bedeutung. Man hat von Lootsstationen Schallsignale gegeben, welche auch von ganz nahe befindlichen Schiffen nicht gehört wurden. Man hat zur Vermeidung dieses Übelstandes vorgeschrieben, dass die Schallsignale von so hoch wie möglich gelegenen Stellen gegeben werden sollen. In dieser Hinsicht sind die Signale mit Raketen, die explodieren, am günstigsten. Glücklicherweise tritt dieser Fall vorzugsweise bei starker Sonnenstrahlung, wenn die Nebelsignale überflüssig sind, ein.

Bei sogenannter Temperaturinversion (vgl. S. 545) sind die Verhältnisse umgekehrt, indem die kältesten Schichten am Boden liegen. In solchen Fällen schmiegt sich der Schall dem Boden an und beschreibt einen Weg, der nach unten konkav ist. Man hört dabei nicht nur den direkt von der Schallquelle ausgehenden Schallstrahl, sondern auch reflektierte. Diese Temperaturverteilung ist für die Hörbarkeit des Schalles sehr günstig. Sie erscheint besonders häufig in der Nacht und im Winter bei unbedecktem Himmel, wobei die Strahlung den untersten Luftschichten ihre Wärme entzieht. Ein jeder hat wohl auch die Erfahrung gemacht, wie deutlich der Schall unter solchen Umständen, besonders bei klarem frostigem Wetter, auch in grossen Entfernungen hörbar ist. Häufig ist man geneigt, diese Wirkung der Stille der Nacht allein zuzuschreiben. Dass aber diese Erklärung nicht zutrifft, kann man sehr gut aus einem schönen von Humboldt erzählten Beispiele ersehen. An einem Orte auf den Ebenen von Antures in Südamerika war das an eine starke Brandung erinnernde Getöse von den grossen Wasserfällen des Orinokoflusses bei Nacht, nicht aber bei Tag hörbar. Dort war aber der Tag viel ruhiger als die Nacht, wie gewöhnlich in den Tropen, wo das Tierleben in der Nacht erwacht. Zwischen den Fällen und dem Beobachtungsorte lag eine grosse Ebene mit vielen nackten Felsen, die am Tage durchgeglüht und in der Nacht durch Strahlung stark abgekühlt wurden. Diese Massen übertrugen ihre Temperatur auf die unteren Luftschichten. Das ist die leicht verständliche Ursache der Erscheinung.

Bei Temperaturinversion entsteht häufig eine Nebeldecke über der Erd- oder Wasseroberfläche. Daher rührt die Angabe, dass man häufig bei Nebel besser hört als bei klarer Luft.

Fortpflanzung des Schalles in bewegter Luft. Falls ein tönender Körper in ruhiger Luft sich einem Beobachter nähert, so ist das Dopplersche Prinzip anwendbar, der Ton erscheint höher (vgl. S. 28) als wenn die Tonquelle still steht. Umgekehrt verhält es sich, falls die Tonquelle sich vom Beobachter entfernt, der Ton erscheint dann tiefer. Über diesen Gegenstand hat Buys-Ballot Versuche anstellen lassen, indem er einen Trompetenblaser auf einen Eilzug stellte, welcher an einem Beobachter vorbeifuhr. Bei dem Vorüberfahren sank der Trompetenton bedeutend.

Eine ähnliche Beobachtung kann man leicht machen, wenn man in einem Zug an einer tönenden Signalglocke vorbeifährt. Nehmen wir an, die Geschwindigkeit des Zuges sei 16,5 m pr. Sek., eine gewöhnliche Eilzuggeschwindigkeit, und die Schallgeschwindigkeit sei 330 m pr. Sek. (bei

0° C.), so sinkt die Tonhöhe beim Vorbeifahren im Verhältnis 10:9, d. h. um einen ganzen Ton.

Ist die Schallquelle in Ruhe und bewegt sich die Luft, so ändert sich die Schallgeschwindigkeit, die dann gleich der Resultante aus der Schallgeschwindigkeit in stillstehender Luft und der Geschwindigkeit der Luft selbst gesetzt werden kann. Zufolge dieser ungleichen Geschwindigkeit können an der Grenzfläche von zwei Luftschichten verschiedener Geschwindigkeit Brechungen und Reflexionen des Schalles stattfinden. Wenn z. B. die relative Geschwindigkeit der beiden Luftschichten 10 m erreicht und die eigentliche Schallgeschwindigkeit 330 m beträgt, so ist der Winkel (α) der totalen Reflexion bedingt durch die Gleichung:

$$\sin \alpha = \frac{330}{330 + 10}; \; \alpha = 86{,}8^0.$$

In Wirklichkeit ändert sich die Luftgeschwindigkeit meistens nicht sprunghaft, sondern wächst kontinuierlich vom Boden aufwärts.

Dann zeigen sich ganz ähnliche Erscheinungen wie bei Änderungen der Temperatur mit der Höhe und zwar entspricht eine Temperaturabnahme nach oben dem Fall, dass der Wind von dem Beobachter gegen die Schallquelle gerichtet ist. Es werden sich demnach die Wellen so umbiegen, wie oben in Fig. 249 angegeben ist. Wenn also der nach oben zunehmende Wind von der Schallquelle ab weht, befindet sich der Empfänger in einem Schallschatten, dagegen, wenn der Wind von der Schallwelle zum Beobachter hinfliesst, werden die Schallwellen wie bei Temperaturinversion nach unten gebogen. Da eine Differenz der Windgeschwindigkeit von 10 m pr. Sek. ebenso stark wirkt wie eine Temperaturdifferenz von etwa 16° C., so sieht man ein, dass der Effekt des Windes denjenigen der Temperatur mehrfach übersteigen kann.

Der Schall ist daher sehr schlecht gegen, sehr gut aber mit dem Wind zu hören.

Spontane Schallerscheinungen. Unter diesen Namen versteht Günther, der neuerdings eine Monographie darüber geschrieben hat, Schallerscheinungen, welche nicht durch Organismen erzeugt werden. So z. B. rechnet Günther das Tönen der Dornen der afrikanischen Flötenakazie (Acacia fistulosa) im Winde nicht zu den spontanen Schallerscheinungen, obgleich der Unterschied zwischen diesem Tönen und dem Heulen des Windes, das spontaner Natur ist, nicht sehr scharf zu be-

stimmen ist. Das Heulen des Windes beruht auf dem regelmässigen Aufstauen und Abfliessen der Luft an Gegenständen, gegen welche sie Reibung ausübt. Diese Erscheinung ähnelt der Tonbildung beim Reiben eines Korkes gegen eine Fensterscheibe sehr. Je heftiger der Wind ist, um so höher wird der erzeugte Ton, ungefähr wie beim Anblasen einer Sirene. Bei schwachem Wind bleibt nur ein schwaches Sausen übrig, das im Laube des Waldes am deutlichsten wird.

Etwas anderer Natur sind die Geräusche und Töne, welche entstehen, wenn Sand über Dünen oder Wüsten hinwegtreibt. Es ist hier nicht mehr die Erzitterung der Luft, welche in erster Linie zu dem Geräusch Anlass giebt, sondern die Schwingungen, in welche die Unterlage (und vielleicht auch der Sand) durch die Reibung gerät. Solche tönende Sande sind an der Ostseeküste recht gewöhnlich, so auf Bornholm, auf der kurischen und frischen Nehrung, bei Heringsdorf, auf der Halbinsel Dars u. s. w. In den innerasiatischen und afghanistanischen Wüstengebieten sowie in der West-Sahara und auf der Halbinsel Sinai sind solche Erscheinungen nach Mitteilungen von Reisenden stark entwickelt.

Von ähnlicher Entstehung ist das Geräusch und das Zischen, wenn Schneekörner über glatte Schneefelder streichen, welches den Glauben veranlasst haben soll, dass Nordlichter oft von einem knisternden Geräusch begleitet werden. Anderer Art sind die Schallerscheinungen beim Schlagen der Wogen gegen ein Felsenufer. In einigen Fällen wie in der Fingalshöhle auf Staffa oder auf der dalmatinischen Insel Melada verstärkt die Resonanz der Luft in unterirdischen Höhlen und in Klüften diese Geräusche so, dass ein heftiges Dröhnen und Knallen ertönt.

Von vielen Gegenden, besonders Küstengebieten, erzählt man, dass daselbst plötzliche dumpfe Knalle gehört werden, die einem entfernten Kanonendonner ähneln. Die Erscheinung geht an den Küsten unter dem Namen „Seeschiessen". Dieselbe ist in Flandern, Perthshire (Schottland), Umbrien, Colorado, Guatemala, niederländisch Indien, an den Mündungen des Kongoflusses und des Ganges bekannt. Aber auch im Binnenland, wie in verschiedenen Alpengegenden der Schweiz, Südwestdeutschlands und Österreichs, kommen ähnliche Donnerschläge vor. In diesen Fällen ist man geneigt, Erdbebengeräusche anzunehmen. Das Seeschiessen wird häufig als das Geräusch der Brandung bei Einzel-Wellen (vgl. S. 445) angesehen.

Schliesslich wird nicht selten beobachtet, dass in abgeschlossenen Thälern, Wäldern oder in Felsenklüften musikalische Naturklänge vorkommen. Solche Fälle werden von der Sandalp (in den Glarner Alpen),

der Schwanbergeralp in Steiermark, Triberg im Schwarzwald und dem Troneckerthal im Hunsrück beschrieben. Meistens scheinen von dem Rauschen eines Baches bestimmte Töne durch Resonanz verstärkt zu werden.

Singende Felsen wurden von Humboldt an den Ufern des Orinoko, von Peschuel-Löschke in Deutsch-Südwestafrika aufgefunden. Als Ursache sieht man gewöhnlich das Zittern der durch Abschuppung entstandenen Gesteinsplatten (vgl. S. 344) bei der Reibung des Windes an.

In ähnlicher Weise hat man auch das „Singen" der nördlichen der beiden sog. Memnonstatuen auf dem thebanischen Nekropol erklärt. Man scheint während zweier Jahrhunderte (von Beginn unserer Zeitrechnung bis zu einer von Kaiser Septimius Severus veranstalteten Restauration der Statue) wahrgenommen zu haben, dass um Sonnenaufgang dieser 10 m hohe Sandsteinkoloss Geräusche veranlasste, die mit einem Singen verglichen wurden. Vielleicht befanden sich an der Statue Gesteinschuppen, die bei der Erwärmung durch die Sonne sich auf ihrer Unterlage verschoben und so klingende Geräusche hervorbrachten.

Die Luft- und Schallwelle nach dem Krakatau-Ausbruch. Der Schall des Krakatauvulkanes bei dem Ausbruch am 26. und 27. August 1883 wurde in so weiten Entfernungen von der Schallquelle wahrgenommen, wie wohl nie in historischer Zeit eine Explosion gehört worden ist. — Zum Vergleich möge angeführt werden, dass die Geschützensalven bei der Leichenfeier der Königin Viktoria von England 140 km weit gehört wurden. O. Reynolds erzählt einen Fall von einer Flottenrevue zu Portsmouth, wobei der Donner 270 km weit vernommen wurde. — Der Schall, welcher dem einer heftigen Kanonade ähnlich geschildert wird, erreichte folgende Orte in folgenden Entfernungen vom Krakatau in Kilometern: Manila 2902, Dorey auf Neu-Guinea 3240, Alice Springs in Centralaustralien 3593, Perth in Westaustralien 3060, Rodriguez 4775, Dutch Bay auf Ceylon 3311, Tavoy in Birma 2378. Die Linie, welche diese Punkte verbindet, schliesst eine annähernd elliptische Fläche ein, welche etwa ein Dreizehnteil der ganzen Erdoberfläche ausmacht. Die Angaben über die Ankunftszeit der Schallwelle an den innerhalb dieser Fläche gelegenen Punkten sind im allgemeinen zu ungenau, um daraus die Schallgeschwindigkeit zu berechnen. Jedenfalls scheint aus ihnen hervorzugehen, dass nach N, NE und NW der Schall sich viel langsamer ausgebreitet hat als nach W, SE und SW. Ferner liegt Krakatau nördlich von der Achse der genannten Ellipse, was anzudeuten scheint, dass

der Schall in nördlicher Richtung geschwächt worden ist. Dies kann von zwei Ursachen herrühren, nämlich von starken nördlichen Winden, oder davon, dass der Erdboden nach Norden zu stark erwärmt war, die nach Süden gelegene Meeresoberfläche und das im Südosten liegende Australien relativ kühl waren, wodurch Ablenkung des Schalls von der Erdoberfläche nach Norden bezw. eine Konzentration nach Süden erfolgte. Kurz nach der Explosion zeigten die Barogramme der meteorologischen Stationen heftige Störungen im Luftkreis an, indem erst eine plötzliche Zunahme, dann eine tiefe Senkung des Luftdrucks eintrat mit zwei bis drei kleineren Oscillationen in der Zwischenzeit. Diese Unregelmässigkeiten wiederholten sich auf einigen Stationen bis zu sieben mal. Vier mal ging also die Luftwelle von Krakatau zum Beobachtungsort, das erste mal direkt, das zweite mal, als sie schon einmal die Erde umkreist hatte u. s. w. Drei mal kam die Schallwelle zum Beobachtungsort aus der entgegengesetzten Richtung.

Aus diesen Aufzeichnungen konnte man die Geschwindigkeit des Schalles und die Zeit der heftigsten Eruption berechnen. Diese wurde auf 10^h morgens 27. Aug. (Krakatau-Zeit $= 2^h\ 57^m$ Greenwich-Zeit) festgestellt. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles wurde zu 314,2 m pr. Sek. im Mittel gefunden. Wegen der in höheren Luftschichten in den Tropen östlichen und in aussertropischen Gegenden westlichen vorherrschenden Richtung des Windes war die Fortpflanzungsgeschwindigkeit nicht in allen Richtungen gleich. Sie war mit dem Wind 12 m grösser als gegen denselben, was eine mittlere gegen den Meridian senkrechte Komponente der Windgeschwindigkeit von 6 m pr. Sek. andeutet. Ferner war die Geschwindigkeit beim ersten Umlauf um die Erde bedeutend (etwa 6 m pr. Sek.) grösser als beim zweiten, bei dieser etwas grösser (um etwa 1,7 m) als beim dritten.

Aus der mittleren Schallgeschwindigkeit 314,2 m pr. Sek. berechnet sich nach der Formel:

$$314{,}2 = 331 \sqrt{1 + 0{,}00366\, t}$$

die Temperatur t der von der Schallwelle betroffenen Luftschichten zu -27^0 C. im Mittel (einer Höhe von etwa 8000 m im Mittel entsprechend).

XV. Meteorologische Optik.

Die scheinbare Gestalt des Himmelsgewölbes. Es ist eine seit langer Zeit wohlbekannte Erscheinung, dass der Himmel uns nicht, wie es das natürlichste zu sein scheint, als eine über die Erdoberfläche gewölbte halbe Hohlkugel mit dem Mittelpunkt im Auge des Beobachters erscheint. Vielmehr erscheint er als ein stark abgeplattetes Gewölbe, das im Zenith dem Beobachter viel näher liegt als am Horizont.

Die Hauptursache dieser Erscheinung ist von Gauss gefunden. Sie ist physiologischer Natur. Wenn wir den Blick mehr oder weniger stirnwärts richten, sehen wir die Gegenstände mehr oder weniger verkürzt, in Vergleich mit ihrem Aussehen bei der gewohnten Blickrichtung geradeaus. Als Beispiel möge der Fall angeführt werden, dass man einen Menschen einmal auf einem 100 m hohen Turm, ein anderes mal in 100 m horizontaler Entfernung erblickt. Im ersten Fall erscheint er ausserordentlich viel kleiner als im zweiten, obgleich wir wissen, dass er in beiden Fällen gleich gross ist und unbewusst unser Urteil durch diese Kenntnis beeinflussen lassen.

Allgemein bekannt ist auch, dass der Mond am Horizont viel grösser erscheint als am Zenith. Gauss bewies seinen Satz so, dass er durch Drehung eines Planspiegels die Richtung der Sichtlinie zum Spiegelbild der Mondscheibe änderte. Obgleich in diesem Fall offenbar die physische Beschaffenheit des Bildes in keiner Weise verändert wurde, sah es um so grösser aus, je näher es am Horizont lag und um so kleiner, je näher es zum Zenith rückte.

Man kann sich von der scheinbaren Abplattung des Himmelsgewölbes in der Weise eine Vorstellung bilden, dass man den Punkt aufsucht, welcher scheinbar in der Mitte zwischen dem Zenith und dem Horizont liegt, und danach seine Winkelhöhe bestimmt. Solche Messun-

gen sind in grosser Menge von Reimann ausgeführt. Wenn uns der Himmel wie eine Halbkugel erschiene, so würde der gesuchte Punkt in der Mitte des Himmelbogens in 45° Höhe über dem Horizont liegen. Wegen der scheinbaren Abplattung ist die genannte Winkelhöhe viel niedriger — etwa zwischen 20° und 30° —, je nach den Umständen, wechselnd.

Daraus, dass die Winkelhöhe nicht immer gleich gross ist, kann man schliessen, dass nicht nur die obengenannte physiologische Hauptursache bei unserer Beurteilung wirksam ist, sondern dass auch andere Momente mitspielen.

Als Beispiel der Messungen von Reimann mögen folgende Werte des genannten Winkels angeführt werden:

bei völlig heiterem Tageshimmel	22,4°
„ „ „ Nachthimmel und Mondschein .	26,5
„ „ „ „ ohne „ .	29,9
bei Tag, ganz heiter	22,5
„ „, heiter	21,8
„ „, wolkig	21,1
„ „, ganz bewölkt.	20,5

Die Werte für den Tageshimmel schwankten zwischen 19,7° und 25,3°.

Unter der Annahme, dass das Himmelsgewölbe uns wie eine Kugelkalotte erscheint, hat Pernter das Verhältnis (V) der scheinbaren Entfernung des Himmelsgewölbes in horizontaler und vertikaler Richtung, sowie den Halbmesser X dieser Kugelkalotte in der vertikalen Entfernung als Einheit berechnet. Er fand folgende Werte, wenn der Reimannsche Winkel gleich α gesetzt wird:

α	18	20	22	24	26	28	30°
V	4,5	4,0	3,6	3,2	2,9	2,6	2,4
X	10,6	8,4	6,8	5,6	4,6	3,9	3,3.

Eine Folge hiervon ist, dass der Mond oder ein Sternbilld am Horizont lineär etwa 3,6 mal grösser erscheint als wenn er dem Zenith nahe steht.

Diese Überschätzung der Grösse von am Horizont befindlichen Gegenständen wird durch mehrere Umstände begünstigt. Die Luftperspektive, der blaue Dunst zwischen dem Beobachter und dem am

Horizont befindlichen Gegenstand veranlasst, dass man die Entfernung sehr viel höher taxiert, wie wenn der Gegenstand höher am Himmel steht und infolgedessen die zwischen ihm und dem Auge liegende Luftmasse geringer ist. Ferner befinden sich zwischen dem am Horizont gelegenen Gegenstand und dem Auge eine Menge von Objekten, wie Bäume, Berge u. s. w., deren wirkliche Grösse man kennt, die aber wegen der Entfernung einen sehr geringen Sichtwinkel einnehmen. Mit diesen vergleicht man nun das Himmelsobjekt und schliesst daraus, dass es eine bedeutende Ausdehnung besitzt. Bei höher am Himmel stehenden Gegenständen fehlt diese Orientierung, demzufolge ihre Dimensionen stark unterschätzt werden.

Dass der Nachthimmel, besonders wenn der Mond nicht scheint, stärker gewölbt erscheint als der Tageshimmel, beruht ohne Zweifel darauf, dass bei schwacher Beleuchtung die zur Schätzung der Grösse dienenden entfernten Gegenstände nicht sichtbar sind. Dass ein bewölkter Himmel als ein sehr flaches Gewölbe erscheint, beruht wohl darauf, dass die Wolken eine nahezu horizontale Decke bilden, und dass die Winkelgrösse der einzelnen Wolken, welche am ganzen Himmel ungefähr gleich gross sind, bei der Beurteilung der Entfernung mitspielt.

Ein kleiner Teil des wolkenfreien Himmels erscheint dem Auge meist als eine gegen die Sichtlinie senkrechte Fläche, bei bewölktem Himmel scheint diese Fläche sich der horizontalen Lage anzunähern.

Atmosphärische Refraktion. Wenn keine Luft über dem Erdboden läge, so wäre der Weg der Lichtstrahlen von einem Stern zum Auge eine gerade Linie. Die Lichtwellen gehen aber 1,000294 mal langsamer in Luft von Atmosphärendruck und bei 0° als im leeren Raum. Die Verringerung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit ist der Dichte der Luft proportional, so dass bei halbem Atmosphärendruck und 0° C. oder bei Atmosphärendruck und + 273° C. die Geschwindigkeit 1,000147 mal kleiner als im leeren Raum ist.

Wir haben also hier ein ähnliches Verhalten, wie bei den Schallerscheinungen, wenn die Luft unten kälter, oben wärmer ist. Die Lichtstrahlen müssen demnach eine Bahn beschreiben, die gegen den Boden überall konkav ist (Fig. 251). Die Sterne, welche gerade im Zenith (Z) stehen, erscheinen an derselben Stelle, wie wenn keine Refraktion stattfände, aber je näher am Horizont ein Stern gelegen ist, um so grösser ist die Korrektion, welche an der beobachteten Höhe des Sterns über dem Horizont anzubringen ist, um seine wirkliche Höhe zu finden.

Zur Übersicht können wir uns die Atmosphäre, wie die Figur andeutet, in mehrere konzentrische Schichten einteilen, und innerhalb jeder Schicht die Lichtgeschwindigkeit als konstant ansehen. An der Grenze zwischen je zwei Schichten erleidet der Lichtstrahl eine kleine Brechung (in den Punkten a, b, c u. s. w.). Es bezeichne φ_0 den Winkel ($o\,a\,E$) zwischen dem Erdradius und der Strahlungsrichtung ausserhalb der Atmosphäre, φ_1 den Winkel $o\,a\,b$. Dieser kann gleich $180^0 - o\,b\,a$ gesetzt werden, weil die Begrenzungen der Schichten als einander parallel anzusehen sind (mit anderen Worten, die Höhe der merklich brechenden Schichten ist gegen die Länge des Erdhalbmessers zu vernachlässigen). Es bezeichne ferner φ_2 den Winkel $o\,b\,c$ u. s. w., und zuletzt φ den Winkel, unter welchem der Strahl am Erdboden einfällt, so ist:

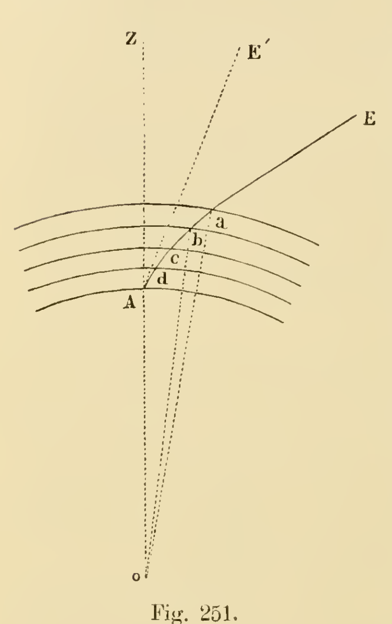


Fig. 251.

$$\frac{\sin\,\varphi_0}{\sin\,\varphi_1} = \frac{V_0}{V_1};\ \frac{\sin\,\varphi_1}{\sin\,\varphi_2} = \frac{V_1}{V_2},\ \ldots\ \frac{\sin\,\varphi_n}{\sin\,\varphi} = \frac{V_n}{V},$$

wenn $V_0\ V_1\ \ldots\ V$ die entsprechenden Geschwindigkeiten des Lichtes auf den Wegstrecken $E\,a$, $a\,b$, $b\,c$ u. s. w. bedeuten.

Als Endresultat ergiebt sich:

$$\frac{\sin\,\varphi_0}{\sin\,\varphi} = \frac{V_0}{V}$$

oder das Verhältnis zwischen φ_0 und φ, der wirklichen und der beobachteten Zenithdistanz eines Sterns, ist von den Eigenschaften der dazwischen liegenden Schichten unabhängig. Folgende kleine Tabelle giebt eine Übersicht über die Grösse der atmosphärischen Refraktion ($\varphi_0 - \varphi$) bei 760 mm Druck, 10^0 C. und 80 Proz. relativer Feuchtigkeit, welche Bedingungen ziemlich den mittleren Verhältnissen in Central-Europa entsprechen.

φ	$\varphi - \varphi_0$	φ	$\varphi - \varphi_0$
0°	0 ″	60°	1′ 40,6″
5	5,1	70	2 38,6
10	10,3	80	5 18,9
20	21,2	85	9 49,8
30	33,6	87	14 21,8
40	48,8	89	24 36,7
50	1′9,3	90	35 24,2.

Die Astronomen benutzen ähnliche Tabellen, um die wahre Zenithdistanz φ_0 aus der scheinbaren φ zu berechnen. Im Allgemeinen sucht man, soweit möglich, grossen φ-Werten zu entgehen, die die Beobachtungen unsicher machen.

Bei astronomischen Berechnungen ist die oben gemachte Annahme, dass die konzentrischen Schichten als planparallel angesehen werden können, nicht immer genügend genau. Wenn sehr grosse Genauigkeit erstrebt wird, muss man deshalb die Dichte der Atmosphäre in verschiedenen Höhen kennen, weshalb dieser Gegenstand für die Astronomie sehr wichtig ist.

Am Horizont beträgt die atmosphärische Refraktion 35′. Infolgedessen bleibt die Sonne eine kurze Zeit sichtbar, nachdem sie, geometrisch genommen, schon unter den Horizont gesunken ist. Am Äquator sind es etwas mehr als zwei Minuten. Je schräger die Bahn der Sonne gegen den Horizont liegt, um so länger ist die genannte Zeit. Die Refraktion bewirkt auch, dass etwas südlich vom Polarkreis die Sonne während des längsten Tages scheinbar nicht unter den Horizont sinkt.

Wie aus dem Obenstehenden ersichtlich, wächst die atmosphärische Refraktion mit der Dichte der Atmosphäre. Bei genügend dichter Atmosphäre würde sie demnach so gross werden können, dass die Krümmung eines horizontal verlaufenden Lichtstrahls gleich der Krümmung der Erde würde. Ein Beobachter, welcher unter solchen Umständen in horizontaler Richtung ausschaute, würde seinen eigenen Rücken sehen (falls er einen genügenden Sichtwinkel einnähme), indem die Sichtlinie sich längs eines grössten Kreises der Erde biegen würde. Die Erdoberfläche würde ihm infolgedessen wie eine nach allen Richtungen unendlich ausgedehnte flache Scheibe erscheinen. Ein über das Meer segelndes Boot würde nie unter den Horizont verschwinden. Wenn die Refraktion, d. h. die Dichte der Atmosphäre, noch grösser wäre, so würde sich die Erdoberfläche wie eine konkave Schale darstellen, in

deren Mitte der Beobachter stünde. Ein absegelndes Schiff würde sich scheinbar zum Rand der Schale hinaufbewegen, anstatt unter dem Horizont zu sinken.

Nach der Ansicht vieler Astronomen besitzen die Atmosphären der Sonne und der grössten Planeten eine genügende Dichte, um eine derartige Erscheinung zu ermöglichen. Die Schmidtsche Sonnentheorie ist auf eine solche Annahme begründet.

Es stelle in Fig. 252 der schraffierte Teil PP die Begrenzung der Photosphäre dar. Ausserhalb liegen die durchsichtigen Gasmassen, die ohne Schraffierung gezeichnet sind und die in merklicher Menge bis zum äusseren Kreisbogen $G\,G$ vorkommen mögen.

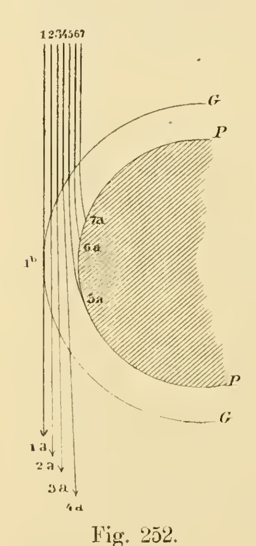


Fig. 252.

Denken wir uns jetzt ein Bündel von parallelen Strahlen 1 bis 7, den Sonnenrand treffend. Der Strahl 1, welcher $G\,G$ nur streift, wird nicht merklich abgelenkt. Der Strahl 2 dringt ein wenig in $G\,G$ ein, er wird etwas abgelenkt, die Strahlen 3 und 4 noch mehr. Schliesslich kommt ein Grenzstrahl, der so stark abgelenkt wird, dass er die undurchsichtige Photosphäre trifft (Strahl 5—7).

Denken wir uns jetzt den Gang der Strahlen umgekehrt und Fernröhre mit ihren Achsen dem Strahlenbündel parallel in 1 bis 7 aufgestellt. Wenn keine Sonnenatmosphäre vorhanden wäre, würde erst das Fernrohr bei 7 Strahlen von der Photosphäre erhalten. Jetzt sieht man zufolge der Brechung in der Sonnenatmosphäre die Photosphäre $P\,P$ schon im Fernrohr bei 5, oder richtiger in einem Fernrohr zwischen 4 und 5. Eine Folge der Strahlenbrechung ist demnach, dass die Photosphäre $P\,P$ grösser erscheint, als sie in Wirklichkeit ist. Ein Strom von etwas dichterem oder weniger dichtem Gas in der Nähe von $5\,a$ kann eine relativ starke Änderung im Verlaufe des Lichtstrahles 5 hervorrufen. Infolgedessen können plötzlich ganz neue Teile der Oberfläche des Sonnenkörpers zum Vorschein kommen. Schmidt, Wilczynsky, W. H. Julius und Andere wollen auf diese Weise die Protuberanzen mit ihren monströs grossen Bewegungen als eine Art Zerrbilder erklären. Da aber solche Protuberanzen gerade sehr häufig in den obersten dünnen Schichten der Sonnenatmosphäre ausserhalb $1\,b$ vorkommen, hat diese Erklärungsweise wenig Anklang gefunden (vgl. S. 110).

In der Luft findet ausser der Lichtbrechung eine Farbenzerstreuung, Dispersion, statt. Es sei der Einfachheit halber AA_1 (Fig. 253) die obere Grenze des als überall gleich dicht angenommenen Luftmeeres, EE_1 die Erdoberfläche, so sieht ein Beobachter bei B ein violettes Bild des Sternes S in der Richtung BV, ein rotes in der Richtung BR. Das violette Licht wird von der Luft wie von den meisten Medien stärker gebrochen als das rote. Der Winkel VBR ist ein Maass der Grösse der Dispersion. Sie (Δ) beträgt nach Montigny bei der scheinbaren Zenithdistanz (φ):

$\varphi =$ 50	70	80	90⁰
$\Delta =$ 1	2	5	29″.

Sie ist etwa 70 mal geringer als die atmosphärische Refraktion. Wie gering der Winkel VBR ist, erhellt daraus, dass die Strahlen VB und und RB erst in einer Entfernung von 460 m von B um 1 cm von einander liegen.

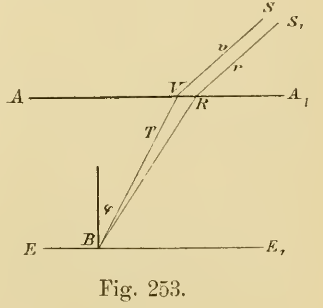


Fig. 253.

Das unbewaffnete Auge sieht deshalb die Sternbilder nie zu spektralfarbigen Linien ausgezogen; mit einem guten Fernrohr kann man aber diese Erscheinung wahrnehmen, wenn der beobachtete Stern sehr tief steht.

Das Funkeln und Zittern der Sterne. Wenn man einen Stern mit blossem Auge betrachtet, ist seine Lichtstärke häufig in kurzer Zeit stark veränderlich. Der Stern funkelt oder scintilliert. Das zeigt sich besonders dann, wenn nach trockenem Wetter Wasserdämpfe sich in der Luft ausbreiten, weshalb die Seeleute ein starkes Funkeln der Sterne als ein Vorzeichen von Niederschlag ansehen.

Während die nahe dem Zenith stehenden Sterne nur ihre Lichtstärke verändern, durchlaufen die niedriger stehenden, weniger als 45⁰ vom Horizont entfernten Sterne gleichzeitig die ganze Farbenskala, und zwar fand Respighi, dass die Spektra östlicher, d. h. aufsteigender funkelnder Sterne Veränderungen der Lichtstärke erleiden, die vorwiegend vom violetten Ende des Spektrums zum roten Ende fortschreiten, während die Veränderungen der westlichen hinuntersinkenden Sterne von Rot sich meistens gegen Violett hinbewegen.

Wenn man einen Stern durch ein Fernrohr mit kleiner Objektivöffnung betrachtet, steht er nicht still, sondern oscilliert unruhig

hin und her. In Fernröhren mit grösseren Objektivöffnungen verschwindet, wie schon Newton bemerkte, diese eigentümliche Bewegung, welche auch mit blossem Auge bemerkt werden kann. Auch der Rand des Mondes oder der Sonne zittert, besonders wenn diese Himmelskörper nahe am Horizont stehen. (Vielleicht hat die Beobachtung dieser Erscheinung zu dem Volksglauben Anlass gegeben, dass die Sonne am Weihnachtstage „springt“ oder „tanzt“.) Die Planeten zeigen Spuren von Funkeln, besonders, wenn sie nahe am Horizont stehen; aber jedenfalls ist ihr Funkeln ausserordentlich viel schwächer als dasjenige der Fixsterne. Das Funkeln ist auch an kleinen Sonnenbildern, z. B. in einem entfernt stehenden Konvexspiegel sehr deutlich. Die Scintillation ist am Tag bedeutend stärker als in der Nacht, so dass dergleiche Beobachtungen eines entfernten Sonnenbildes von Exner zum Studium der Erscheinung empfohlen werden.

Das Funkeln der Sterne erhöht die Pracht des Sternhimmels sehr. Es ist in den Tropen viel schwächer als in mittleren Breiten.

Es ist viel über diese Erscheinung geschrieben worden und mehrere Theorieen darüber aufgestellt, z. B. von Arago und Montigny. Die einfache Erklärung von Karl Exner, wonach diese Erscheinung auf der Brechung des Lichtes beruht, hat aber die anderen verdrängt.

Die Luft ist nämlich nie vollkommen homogen. Wenn man einen Gegenstand durch die warme Luft, welche aus einem Schornstein oder an einer besonnten Wand aufsteigt, betrachtet, so scheint er heftig in den Luftschlieren zu zittern. Obgleich nun die nachts in der Luft vorkommenden Schlieren unvergleichlich viel schwächer sind, so vermögen sie doch wie Konvex- oder Konkav-Linsen zu wirken und ein von einem Stern stammendes Lichtbündel von parallelen Strahlen in ein schwach konvergentes oder divergentes Bündel zu verwandeln. Im ersteren Falle erscheint der Stern einem von dem Bündel getroffenen Auge heller, im zweiten Falle schwächer wie gewöhnlich (wenn das Licht parallel ist).

Solche Schlieren ziehen fortwährend durch die Luft. Dadurch erscheint der beobachtete Stern abwechselnd heller und dunkler, je nachdem die Schliere sammelnd oder zerstreuend wirkt. Exner hat die Breite dieser Schlieren gemessen. Wenn eine Schliere vor einem Teil des Objektives eines Fernrohrs liegt, so wird das Bild des Sternes im Fernrohr verschoben. Exner stellte einen langen Spalt vor das 12-zöllige Objektiv eines Fernrohrs, dessen Ocular ein wenig eingeschoben war, so dass ein spaltförmiges Bild des Sternes entstand. Dieses

Bild schlängelte sich in unregelmässigen Windungen. Hätte eine Schliere alle Teile beeinflusst, so würde der Spalt gerade geblieben und nur zur Seite verschoben worden sein. Aus der Länge der Windungen schätzte er den Abstand zwischen je zwei Schlieren zur Grössenordnung 10 cm.

Hieraus ist auch ersichtlich, warum das Bild eines Sternes in einem grossen Fernrohr nicht zittert. Vor dem Objektiv liegen nämlich eine grosse Anzahl von Schlieren, die in ungleichen Richtungen wirken. Das Bild des Sternes wird demnach ruhig bleiben, aber nicht ganz punktförmig, sondern mit zum Rande abnehmender Helligkeit erscheinen. In den tieferen Schichten der Luft sind die Schlieren am kräftigsten entwickelt, daher funkeln tiefstehende Sterne relativ stark. Aus demselben Grunde, der das Funkeln bei grossen Fernrohren vermindert, funkeln die Planeten nur sehr wenig und nur, wenn sie tief stehen. Die Strahlen von verschiedenen Teilen ihrer Scheiben liegen so weit auseinander, dass sie verschiedene Schlieren durchlaufen.

Nur die niedrig stehenden Sterne funkeln in Farben. Bei diesen sind nämlich die Wege der blauen und roten Strahlen so weit von einander getrennt, dass andere Schlieren auf die roten Strahlen wirken als auf die blauen.

Das Respighische Phänomen erklärt sich folgendermaassen. Nehmen wir an, es befinde sich eine Schliere in der Luft etwas höher (mehr nach links, z. B. bei T in Fig. 253) als der violette Strahl BV. S erhebt sich über den Horizont, der violette Strahl BV passiert dabei erst T, danach läuft BR durch T. Die Veränderung der Helligkeit verschiebt sich also in der von Respighi angegebenen Richtung. Die scheinbare Geschwindigkeit von BV in der Nähe von T erreicht in diesem Fall, wenn BT 1000 m beträgt und B am Äquator gelegen ist, für einen Stern in der Äquatorialebene etwa 7 cm pr. Sek., und ist übrigens der Entfernung BT proportional. Diese Geschwindigkeit addiert sich zu der Windgeschwindigkeit, welche bisweilen in entgegengesetzter Richtung wirkt. Deshalb gilt die von Respighi gefundene Regelmässigkeit nur in den meisten, aber nicht in allen Fällen.

Auch eine Einwirkung der Windrichtung auf die Scintillation der Sonne oder des Mondes hat Exner konstatiert. Wenn $abcda$ den Sonnenrand darstellt (Fig. 254) und der Wind nach X gerichtet ist, so scintilliert der Sonnenrand nicht bei d und b, dagegen stark bei a und c. Dies scheint darauf hinzudeuten, dass die Schlieren in der Windrichtung ausgezogen sind.

Bei Tag ist die Luft viel weniger gleichmässig als bei Nacht. Ferner ist die Luft in den Tropen viel gleichmässiger als in den gemässigten Zonen, woraus das schwächere Funkeln bei Nacht und in den Tropen erklärt wird.

Kimmung, Luftspiegelung. In den arktischen und nördlichen Meeren ist häufig, besonders in der Frühsommerzeit oder am Morgen, die Luft dicht über dem Wasser stark abgekühlt im Vergleich zu den höher liegenden Luftschichten. Das Licht geht dann in den höheren Luftschichten geschwinder als in den niedrigen dichteren. Infolgedessen beschreibt der von einem Gegenstande a (Fig. 255) ausgehende nahezu horizontale Lichtstrahl ab einen nach unten konkaven Bogen $abcdefg$ (das Licht geht immer den zeitlich kürzesten Weg). Ein Beobachter in g sieht demnach den Gegenstand a nach a' gehoben. Die Lichtwellen verhalten sich in diesem Fall wie die Schallwellen bei Temperaturinversion (vgl. S. 848). Es kann soweit gehen, dass die Erdoberfläche dem Beobachter wie eine flache Schale erscheint, in deren Grunde er sich befindet, wie die Schmidt'sche Sonnentheorie für die

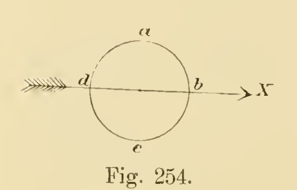


Fig. 254.

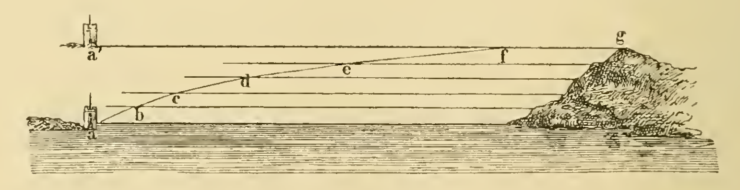


Fig. 255.

tieferen atmosphärischen Schichten auf Jupiter und der Sonne verlangt. Der Horizont scheint gehoben. Diese Erscheinung wird Kimmung genannt.

Hier spielt eine andere Erscheinung hinein, welche Budde untersucht hat. Die am Horizont gelegenen Gegenstände scheinen in der Luft zu schweben und werden teilweise gespiegelt. Dies hängt von einer Reflexion an der Wasseroberfläche und nicht in der Luft ab. Wird eine Wasserfläche von kleinen Wellen getrübt, so reflektiert sie das helle Himmelslicht und sieht deshalb blank aus. Bei sehr flachen Wellen liegt die Entfernung, in welcher diese Erscheinung hervortritt, sehr weit weg und nahe am Horizont. In dieser Entfernung erscheinen die Wellen

alle als sehr klein und sind deshalb nicht einzeln sichtbar, sondern geben nur einen Totaleindruck. Sie wirken, wenn sie sehr flach sind, wie ein matter Spiegel. Ragt eine grosse Felsenmasse aus diesen Wogen heraus, so spiegelt sie sich in dem Auge näher gelegenen Wellen und man erhält einen Eindruck, welcher in der Fig. 256 dargestellt ist. Ohne

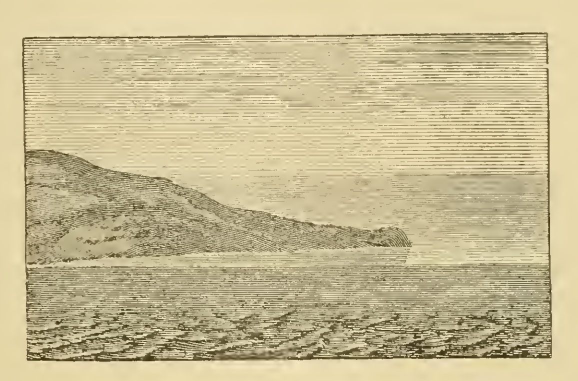


Fig. 256.

Kimmung ist der blanke Rand ganz schmal, ist dagegen der Horizont gehoben, so sieht man ein viel grösseres blankes Feld, welches der Kimmung das charakteristische giebt. Die untere Begrenzung des blanken Feldes ist viel schärfer markiert als die obere. Man glaubt deshalb, dass der Horizont (Grenzlinie zwischen Luft und Wasser) an dieser unteren Grenze und nicht an der oberen liegt und die entfernten Gegenstände scheinen in der Luft zu schweben.

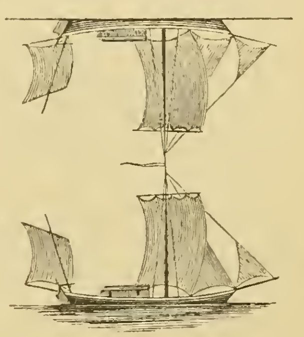


Fig. 257.

In solchen Fällen kann bisweilen die Grenze zwischen den oberen leichteren und den unteren dichteren Schichten so scharf sein, dass schräg einfallende Strahlen eine Spiegelung erleiden. Eine solche Erscheinung stellt Fig. 257 dar. Bisweilen können sogar doppelte Spiegelungen vorkommen. Derartige Spiegelungen sollen in arktischen Gegenden besonders häufig zu beobachten sein. Scoresby hat mehrere solche Beobachtungen im grönländischen Meer gemacht. Da der Blick bei der Beobachtung sehr entfernter irdischer Gegenstände einen langen Weg durch schlierige Luft in der Nähe der Erdoberfläche beschreibt, so

zeigen die Gegenstände bei der Kimmung und Luftspiegelung häufig eine Art Scintillation. Sie sind unruhig, zitternd und verzerrt, bisweilen in die Breite, bisweilen in die Höhe ausgezogen.

Diese Erscheinung hat in ihrer ausgeprägtesten Form den Namen Fata morgana erhalten. An den süditalienischen und sicilianischen Küsten, besonders an der Strasse von Messina, erscheinen nicht selten in der Luft in grosser Entfernung Gebäude, Strassen, Waldungen, Landschaften, deren Anblick unaufhörlich wechselt. Die Bevölkerung hat stets ein lebhaftes Interesse für diese feenhaften Erscheinungen gezeigt, welche deshalb auch weit bekannt sind. Ähnliches zeigt sich bisweilen auch in unseren Gegenden, besonders da, wo zwei Ufer durch eine nicht allzu schmale Wasserfläche getrennt sind, und bringt die Phantasie der Zuschauer in lebhafte Bewegung. Kimmungen sind im westlichen Teil der Ostsee recht gewöhnlich, auch am Genfer und Bodensee, sowie über dem schwedischen See Wettern, dessen kühles Wasser bekannt ist. Bisweilen können sie sich zu Lufspiegelungen entwickeln.

Gewissermaassen entgegengesetzter Art sind die Luftspiegelungen, welche in der Wüste und naheliegenden Ländern, wie z. B. Egypten und Abyssinien vorkommen, und deren Erklärung von Monge vor mehr als hundert Jahren gegeben wurde. In diesen Gegenden erhitzen sich bisweilen durch die heftige Sonnenstrahlung die Erdoberfläche und die ihr nächstliegenden Luftschichten ganz enorm. Entfernte Gegenstände wie Hügel, welche aus dieser heissen Luftschicht hinaufragen, werden einerseits direkt gesehen, andererseits sieht man ihr Spiegelbild an der Grenze der erwärmten Luftschicht (vgl. Fig. 258). Ebenso spiegelt sich der Himmel an derselben Schicht. Die Hügel am Horizont scheinen deshalb aus einem Meer emporzuragen, in dessen Oberfläche sie sich spiegeln, und der Unkundige glaubt an der nahen Küste Erholung von der Wüstenhitze finden zu können. Wenn er aber vorwärts eilt, weicht der See immer vor ihm zurück. Dieser Täuschung waren die Soldaten der napoleonischen Expedition in Egypten ausgesetzt, was Monge zum Aufsuchen einer Erklärung der Erscheinung (1798) veranlasste.

Mitunter kommt es vor, dass die spiegelnde Grenzfläche zwischen den beiden Luftschichten vertikal ist. Dann erhält man Bilder wie in einem gewöhnlichen, vertikal aufgehängten Spiegel. Ein solcher Fall wurde im September 1818 von Soret und Jurine beobachtet, wobei Schiffe auf dem Genfer See Spiegelbilder gaben, welche alle Bewegungen der Schiffe nachmachten, nur in entgegengesetzter Richtung.

Die Luft über dem Hauptteil des Sees war stark von der Sonne erwärmt, während das Ufer und die angrenzenden Gegenden des Sees im Schatten lagen und deshalb kälter geblieben waren. Die nächstliegenden Luftschichten nahmen die Temperatur des Wassers an, und eine scharfe vertikale Begrenzung zwischen warmen und kalten Luftmassen in der Nähe der Wasserfläche entstand.

Das Gleichgewicht der Luftmassen muss in solchen Fällen sehr unstabil sein und in der That sind sie äusserst selten beobachtet worden.

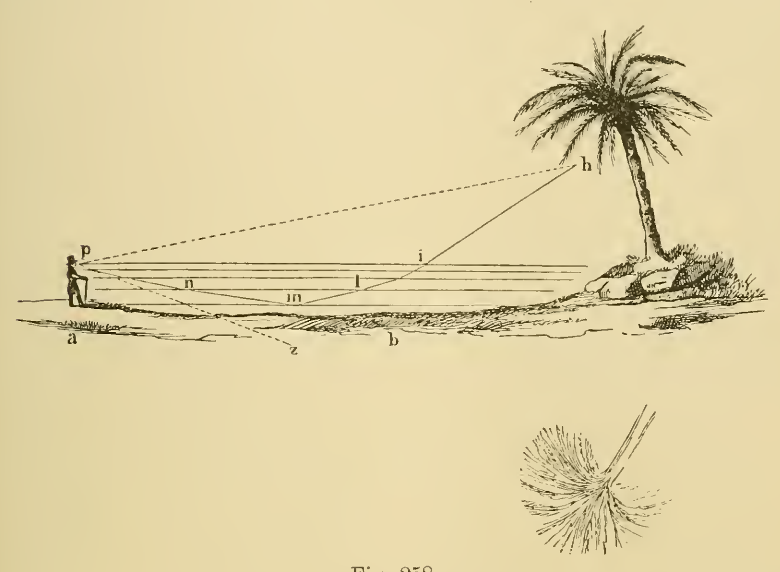


Fig. 258.

Der Regenbogen. Seit den ältesten Zeiten hat — wie z. B. die assyrischen Inschriften und der biblische Bericht von der Sintfluth zeigen — die prachtvolle Farbenerscheinung, welche Regenbogen genannt wird, die Aufmerksamkeit der Menschen angezogen. Eine physikalische Erklärung dieser Erscheinung wurde erst von De Dominis, Bischof von Spalatro gegeben, und durch Cartesius und Newton entwickelt, dessen Darstellung wir im Folgenden in der Hauptsache folgen.

Es sei in Fig. 259 SA ein Sonnenstrahl, welcher einen Regentropfen, dessen Mittelpunkt M ist, unter dem Einfallswinkel i trifft. Derselbe wird nach dem Eintritt in den Tropfen gebrochen, so dass er den Brechungswinkel $MAB = r$ bildet und verfolgt den Weg AB. In B wird er teilweise nach C reflektiert, wo er unter dem Einfallswinkel $MCB =$

$MBC = MBA = MAB = r$ ankommt, und unter dem Brechungswinkel i austritt.

Die totale Richtungsänderung X_1 des Strahles durch diese zwei Brechungen und einmalige Reflexion ist:

$$X_1 = BAN + (180^0 - ABC) + NCB$$

oder:

$$X_1 = i - r + 180 - 2r + i - r = 180 + 2i - 4r.$$

Wäre der Strahl nicht einmal, sondern m mal an der Oberfläche des Tropfens reflektiert, so erhielte man eine Ablenkung X_m, die gleich wäre:

$$X_m = 2(i - r) + m(180 - 2r) = m \cdot 180 + 2i - 2(m + 1)r.$$

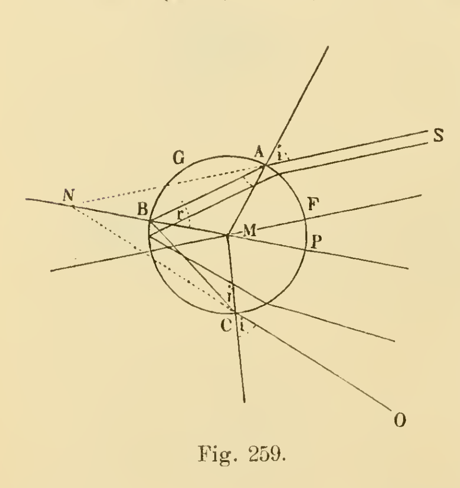


Fig. 259.

Wenn die Reflexion m mal vor sich geht, so entsteht dadurch ein sogenannter Regenbogen der m: ten Ordnung. Der Regenbogen erster Ordnung oder der sogenannte Hauptregenbogen möge zuerst untersucht werden.

Der Wert von X_1 ist für verschiedene Strahlen sehr verschieden und bei einem bestimmten Brechungsindex nur von dem Einfallswinkel i abhängig. Nehmen wir als Beispiel den Brechungsindex $n = 1{,}3300$, was dem Rot ($\lambda = 716\ \mu\mu$ bei $17^0{,}5$) entspricht, so erhalten wir folgende, einem bestimmten i-Wert entsprechende r- und X_1-Werte:

$i =$	$r =$	$X_1 =$
0^0	0^0	180^0
10	7 30′	170
20	14 54	160 24′
30	22 5	151 40
40	28 54	144 24
50	35 10	139 20
60	40 37	137 32
70	44 57	140 12
80	47 46	148 56
90	48 45	165

X_1 sinkt von 180° bei $i = 0$ auf ein Minimum 137° 30′ für $i = 59° 37'$ und steigt dann wieder, anfangs langsam, später geschwinder, auf nahezu den anfänglichen Betrag (165° bei $i = 90°$). Die von der Sonne einfallenden parallelen Strahlen divergieren demnach stark nach dem Austritt aus dem Tropfen. Jedoch ist die Divergenz bei verschiedenen Einfallswinkeln sehr verschieden und Strahlen, welche einen Einfallswinkel von nahezu 59° 37′ besitzen, werden sehr nahe parallel austreten und zwar unter einer Abweichung 137° 30′. Wenn man also eine Himmelsgegend betrachtet, die etwa 137° von der Sonne entfernt ist, d. h. etwa 43° von der Verbindungslinie Sonne—Auge auf der entgegengesetzten Seite wie die Sonne liegt, so wird man ein starkes Maximum von rotem Licht im Winkel 137° 30′ bezw. 42° 30′ bemerken. Nach aussen ist die Grenze ganz scharf, da keine Strahlen unter einem grösseren Winkel als 42° 30′ das Auge erreichen. Folglich wird man einen roten Lichtkreis auf der von der Sonne abgewandten Seite sehen, dessen Durchmesser 42° 30′ beträgt. Da rotes Licht unter kleineren Winkeln als 42° 30′ sichtbar ist, so hat dieser Ring nach Innen keine scharfe Begrenzung, obgleich die Lichtstärke dahin schnell abnimmt.

Dass bei diesem Winkel das Minimum der Ablenkung liegt, ersehen wir leicht durch eine Differentiation des X_1-Wertes, welche giebt:

$$d X_1 = 2\, di - 4\, dr = 0 \text{ (beim Minimum).}$$

Nun ist:

$$\sin i = n \sin r,$$

wo $n = 1{,}33$. Daraus folgt:

$$\cos i\, di = n \cos r\, dr.$$

Verglichen mit dem vorletzten Ausdruck giebt dieser:

$$\frac{di}{dr} = 2 = \frac{n \cos r}{\cos i}$$

oder nach Quadrierung:

$$\frac{4}{n^2} = \frac{\cos^2 r}{\cos^2 i} = \frac{1 - \frac{\sin^2 i}{n^2}}{1 - \sin^2 i}$$

oder gelöst in Bezug auf $\sin i$:

$$\sin i = \sqrt{\frac{4 - n^2}{3}},$$

woraus für $n = 1{,}33$, $\sin i = 0{,}8626$, $i = 59° 37'$ $r = 40° 26'$ $X_1 = 137° 30'$.

Dies gilt nun für die Strahlen im äussersten Rot ($\lambda = 716\ \mu\mu$). In ähnlicher Weise findet man für die Strahlen im äussersten Violett ($\lambda = 404\ \mu\mu$, $n = 1{,}343$) den Winkel des Lichtmaximums bei $i = 58^0 50'$, $r = 39^0 35'$, $X_1 = 139^0 20'$ (bezw. $40^0 40'$).

Wenn demnach die Sonne keine merkliche Winkelausdehnung besässe, sondern wie ein Stern als punktförmig angesehen werden könnte, so würde der Regenbogen aus einem kreisförmigen, aussen roten, innen violetten Rand von $42^0 30' - 40^0 40' = 1^0 50'$ Breite bestehen, dessen äusserer Durchmesser 85^0 betragen würde. Nun hat die Sonne selbst eine Ausdehnung von $32'$; infolgedessen sind die Spektralfarben des Regenbogens nicht rein, sondern mischfarben, ausgenommen an dem roten Rand; der violette Rand ist stark mit weiss gemischt (vgl. oben S. 837). Die Breite des Bogens erscheint dadurch etwas grösser, nämlich gleich $2^0 22'$.

Ausser dem Hauptregenbogen beobachtet man häufig den Regenbogen zweiter Ordnung, welcher als ein äusserer Bogen, dessen Farben in umgekehrter Richtung des Hauptregenbogens liegen, diesen umgiebt. Für diesen finden wir:

$$X_2 = 2 \cdot 180 + 2i - 2\,(2 + 1)\,r = 360^0 + 2i - 6r.$$

In diesem Fall beobachtet man eine Minimiablenkung, indem für

$i = 40^0$	$r = 28^0 54'$	$(2i - 6r) = -93^0 24'$
60^0	$40\ 37$	$-123\ 42$
70^0	$44\ 57$	$-129\ 42$
80^0	$47\ 46$	$-126\ 36.$

Diese Ziffern gelten für Rot ($n = 1{,}33$). Den roten Teil des Regenbogens zweiter Ordnung würde man demnach bei etwa $50^0 18'$ von der Sichtlinie zur Sonne auf derselben Seite wie den ersten Regenbogen sehen, einem i-Werte von etwa 70^0 entsprechend.

Zur genaueren Bestimmung des betreffenden i-Wertes erhalten wir in derselben Weise wie oben:

$$\frac{di}{dr} = m + 1 = \frac{n \cos r}{\cos i}$$

$$\sin i = \sqrt{\frac{(m+1)^2 - n^2}{(m+1)^2 - 1}}$$

Für $m = 2$, und $n = 1{,}33$ wird:

$$\sin i = \sqrt{\frac{9 - 1{,}769}{8}} = 0{,}9507,\ i = +71^0 56',\ r = 45^0 38',\ X_2 = -129^0 56'.$$

Für $n = 1{,}343$, d. h. äusserstes Violett erhält man:

$$\sin i = 0{,}9484,\ i = 71^0\,31',\ r = 44^0\,55',\ X_2 = -\,126^0\,28'.$$

Man sieht demnach das Rot unter einem Winkel von $50^0\,4'$, das Violett unter einem Winkel von $53^0\,32'$ im Regenbogen zweiter Ordnung. Derselbe erscheint folglich als ein aussen violettes, innen rotes, kreisförmiges Band von $3^0\,28'$ Breite, zu denen noch $32'$ wegen der Ausdehnung der Sonne kommen. Nur der innere rote Saum hat reine Farbe.

Zwischen dem ersten und zweiten Regenbogen liegt eine Zone von etwa 7 Graden, wohin keine in den Regentropfen gebrochene Lichtstrahlen gelangen. $42^0\,30'$ ist nämlich ein Maximalwinkel, für die Lichtstrahlen des ersten Regenbogens $50^0\,4'$ ein Minimalwinkel für das Licht des zweiten Regenbogens. Das Gebiet zwischen den beiden Regenbogen erscheint demnach wie ein 7^0 breiter dunkler Kreis. Dagegen ist der Himmel nahe dem inneren Rande des ersten (inneren) und dem äusseren Rande des zweiten (äusseren) Regenbogens ziemlich hell. Der zweite Regenbogen ist viel matter als der erste. Dies rührt von mehreren Umständen her, wovon der hauptsächlichste ist, dass beim zweiten Regenbogen eine zweimalige Reflexion stattfindet, wobei grosse Lichtmengen verloren gehen.

Es ist nämlich die Intensität (R) des reflektierten Lichtes, wenn als Einheit die Stärke des einfallenden Lichtes genommen wird:

$$R_1 = \frac{\sin^2(i-r)}{\sin^2(i+r)} \text{ bezw. } R_2 = \frac{\operatorname{tg}^2(i-r)}{\operatorname{tg}^2(i+r)}.$$

Die gebrochene Lichtmenge wird durch:

$$B_1 = 1 - R_1;\ B_2 = 1 - R_2$$

dargestellt.

Die mit 1 indizierten Ausdrücke gelten für Licht, das in der Einfallsebene, die mit 2 indizierten dagegen für Licht, das senkrecht zur Einfallsebene polarisiert ist. Natürliches Licht kann als zur Hälfte aus jeder dieser Gattungen bestehend betrachtet werden. Da R_1 immer grösser ist als R_2, so wird einfach reflektiertes Licht hauptsächlich in der Einfallsebene polarisiert sein. Dasselbe gilt für das Licht des Regenbogens, wie die unten stehenden Ausdrücke zeigen. Biot zeigte auch, dass das Licht der beiden Regenbogen in einer Ebene teilweise polarisiert ist, die durch das Auge, Beobachtungspunkt und Sonne

geht, also in der Einfallsebene. Gebrochenes Licht ist dagegen senkrecht zu dieser Ebene teilweise polarisiert ($B_2 > B_1$)

Führen wir die Rechnung mit folgenden Daten aus:

für den ersten Regenbogen (1) $i = 59^0 13'$; $r = 40^0$
„ „ zweiten „ (2) $i = 71^0 43'$; $r = 45^0 46'$

und bemerken, dass das nicht reflektierte Licht gebrochen wird, so erhalten wir folgende Lichtstärken (L_1 und L_2) im Regenbogen (1) und (2):

$$L_1 = \frac{1}{2} \left\{ \begin{matrix} (0{,}8888)^2 \, (0{,}1112) + \\ (0{,}9968)^2 \, (0{,}0032) \end{matrix} \right\} = 0{,}0443 + 0{,}0016 = 0{,}0459$$

$$L_2 = \frac{1}{2} \left\{ \begin{matrix} (0{,}7545)^2 \, (0{,}2455)^2 + \\ (0{,}9359)^2 \, (0{,}0641)^2 \end{matrix} \right\} = 0{,}0171 + 0{,}0018 = 0{,}0189$$

Der erste Teil in den letzten beiden Ausdrücken repräsentiert das in der Einfallsebene polarisierte Licht. Er ist 27,6 bezw. 9,5 mal grösser als der zweite Teil, welcher das senkrecht zur Einfallsebene polarisierte Licht darstellt. Hieraus ist ersichtlich, dass das Regenbogenlicht nahezu vollkommen in der Einfallsebene polarisiert ist. Biot glaubte eine vollkommene Polarisation beobachtet zu haben. Ausserdem verhält sich die Lichtmenge, welche einen Einfallswinkel von 71⁰—72⁰ zu derjenigen, welche einen Einfallswinkel von 59⁰—60⁰ besitzt, wie 1 : 1,48. Das Regenbogenlicht verteilt sich ferner im zweiten Regenbogen auf eine zweimal grössere Breite und 1,2 mal grössere Länge. Als Schlussergebnis erhalten wir, dass die Lichtstärke des ersten Regenbogens zu derjenigen des zweiten sich verhält wie 8,6 : 1.

Noch schwächer werden die Regenbogen höherer Ordnung. Von diesen fallen ausserdem der dritte und der vierte auf dieselbe Seite wie die Sonne, wo das diffuse Tageslicht so hell ist, dass die Regenbogen darin verschwinden. Der fünfte Regenbogen fällt wiederum wie der erste und zweite auf die von der Sonne gewendete Seite des Himmelsgewölbes, seine Stärke ist aber äusserst gering. Babinet hat jedoch diesen und andere Regenbogen noch höherer Ordnung (bis zur vierzehnten) beobachtet. Er liess dabei ein Bündel Sonnenlicht durch ein kreisförmiges Loch eines Fensterladens auf eine Glaskugel fallen.

Da die ersten beiden Regenbogen einen Winkel von 41⁰ bezw. 52⁰ mit der Verbindungslinie Auge—Sonne bilden, so sind sie nicht sichtbar, wenn die Sonne mehr als 41⁰ bezw. 52⁰ über dem Horizont steht. Der Regenbogen ist deshalb am Äquator zwischen 9^h V. M. und 3^h N. M.

nicht sichtbar. Auch bei uns kommt er meist in den Morgen- und Abend-Stunden vor. Je niedriger die Sonne steht, desto grösser ist das vom Regenbogen eingenommene Bogenstück, vorausgesetzt, dass Regentropfen in allen Richtungen vorhanden sind. Beim Sonnenauf- oder Untergang erscheint er für einen Beobachter mit freiem Horizont wie ein Halbkreis. Beobachter auf Schiffsmasten, Türmen, Bergen oder anderen isolierten, hoch gelegenen Plätzen können grössere Bogenstücke sehen, bisweilen den ganzen Kreis. Dasselbe gilt, wenn die wirksamen Wassertröpfchen sich ganz nahe vor dem Beobachter befinden wie bei Springbrunnen, Wasserfällen u. s. w.

Regenbogen können sich im Wasser spiegeln oder von dem Spiegelbild der Sonne herrühren. Auch die Mondstrahlen können Regenbogen hervorrufen. Die Farben derselben sind sehr schwach, der rote Saum ist häufig noch gerade sichtbar, sie geben daher nahezu einen weissen Lichteindruck.

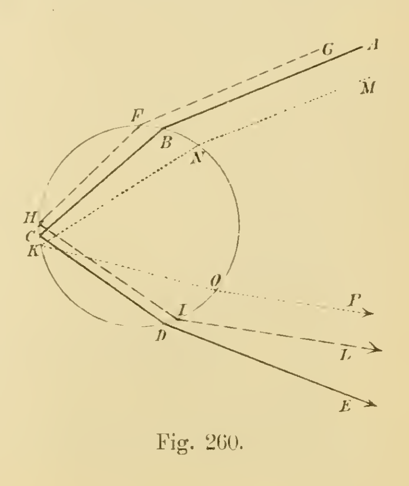


Fig. 260.

An der violetten Seite der beiden ersten Regenbogen, besonders im obersten Teile des ersten Regenbogens, sieht man häufig eine Anzahl sogenannter sekundärer Bogen, welche dem Hauptbogen konzentrisch verlaufen. Sie liegen ganz nahe am Hauptbogen und bestehen aus schmalen grünlich, bläulich oder rötlich gefärbten helleren oder dunkleren Bogenstücken.

Die Erklärung dieser Erscheinung wurde von Young gegeben. Es sei in Fig. 260 $ABCDE$ der Strahl, welcher den grössten Ablenkungswinkel besitzt (für rotes Licht $42^0 30'$). Auf beiden Seiten von B fallen Strahlen bei F und N ein, welche weniger abgelenkt werden als der Strahl AB. Von diesen sind es zwei, sagen wir GF und MN, welche gleich stark abgelenkt werden und deshalb parallel (IL und OP) ausgehen und vom Auge des Beobachters zusammengebrochen werden.

Zwischen diesen beiden Strahlen herrscht ein bestimmter Gangunterschied, welcher eine gerade oder ungerade Zahl von halben Wellenlängen erreichen kann. In diesem Fall verschwindet die Lichtwirkung, in jenem wird sie verdoppelt. Das Licht, welches unter einem kleineren Winkel als DE das Auge trifft, d. h. unter dem Hauptregenbogen liegt.

wird deshalb ganz nahe am Regenbogen, wo der Gangunterschied Null ist, verstärkt erscheinen, etwas tiefer wird der Gangunterschied eine halbe Wellenlänge ausmachen, es wird ein dunkler Bogen erscheinen. Noch etwas tiefer tritt wieder Verstärkung und dann wieder Verdunkelung ein. Konzentrisch innerhalb des Hauptbogens liegen deshalb abwechselnd helle und dunkle Bogen.

Der Gangunterschied beruht auf dem Wegunterschied der beiden interferierenden Strahlen im Wassertropfen. Je grösser der Tropfen ist, um so grösser wird auch der Gangunterschied bei gleichen Einfallswinkeln von GF und MN. Hieraus folgt, dass bei grossen Tropfen die sekundären Bogen dichter aneinander liegen müssen wie bei kleinen Tropfen, was von der Erfahrung bestätigt wird.

Da das Licht der Sonne nicht einfarbig ist und die Sonne eine Flächenausdehnung besitzt, sind die dunklen und hellen Bänder aus Mischfarben zusammengesetzt und unscharf. Die roten, grünen und blauen Farbennuancen machen sich in diesem Farbenspiel am meisten geltend. In einiger Entfernung von dem Hauptregenbogen werden die Farben zu verwaschen, als dass eine scharfe Wahrnehmung der sekundären Bogen möglich wäre. Diese Bogen sind am schärfsten unter dem höchsten Punkte des Hauptregenbogens entwickelt. Bisweilen werden sie auch ausserhalb des zweiten Regenbogens, besonders am Scheitelpunkt desselben, wahrgenommen.

Airy, welcher diese Erscheinung genau analysiert hat, betrachtet sie als eine Art Diffraktionserscheinung. Es ist ihm gelungen, auf diese Weise eine ausreichende Darstellung derselben zu geben, auf welche hier nicht näher eingegangen werden kann.

Ebensowenig wie die sekundären Regenbogen kann der „weisse Regenbogen", welcher bisweilen beobachtet worden ist, aus der Cartesiusschen Regenbogentheorie erklärt werden. Dagegen erweist er sich, wie Pernter gezeigt hat, als eine direkte Folgerung der Airyschen Theorie, und wird von ihm als ihr bester Beweis angesehen.

Der weisse Regenbogen hat aussen einen gelblichen oder orangefarbenen Saum, innen einen bläulichen, besteht aber sonst aus einem weissen Band. Sein Halbmesser ist viel geringer als derjenige des ersten Regenbogens. Er wurde z. B. von der schwedischen Expedition nach Spitzbergen 1882—83 bei mehreren Gelegenheiten beobachtet und einmal wurde der Halbmesser gemessen: Es erschienen drei Bogen innerhalb einander. Der äusserste erstreckte sich von 41° 4′ bis 37° 19′,

der zweite mit dem ersten gleichzeitige von 35° 24′ bis 33° 34′, der innere, der erst später erschien, von 32° 55′ bis 31° 25′.

Bei einer Beobachtung von Mc. Connel auf Ben Nevis erschienen zwei weisse Regenbogen, deren Halbmesser 41° 22′ — 36° 36 und 34° 40 — 32° 20′ waren. Weiter hat Riggenbach im Nov. 1897 einen solchen Regenbogen gesehen, dessen Halbmesser 42° — 34° betrug.

Pernter hat gezeigt, dass solche Regenbogen auftreten müssen, wenn die Wassertröpfchen einen Halbmesser von weniger als 0,025 mm



Fig. 261.

besitzen. Er hat solche Regenbogen auch künstlich mit Hilfe von Zerstäubern dargestellt. Sie kommen nie bei Regen, sondern nur bei Nebel vor, und sind häufig von Glorienerscheinungen begleitet. Aus den Dimensionen der Regenbogen berechnete Pernter den Halbmesser der Tröpfchen in den beiden erstgenannten Fällen zu 25 bezw. 20,7 μ. Für den letzten Fall berechnete Riggenbach die entsprechende Grösse zu 14 μ ($1\,\mu = 0{,}001$ mm).

Ringe und Kreuze um Sonne und Mond. Man bemerkt bisweilen und speziell in kälteren Gegenden oder Jahreszeiten, regelmässige helle gerade oder kreisförmige Linien um die beiden am meisten leuchtenden Himmelskörper (Fig. 261). Die gewöhnlichste Erscheinung

dieser Art hat die Form eines Kreises, mit einem Halbmesser von etwa 22°. Derselbe ist innen rot, aussen bläulich gefärbt und ist häufig von einem horizontalen und einem vertikalen Durchmesser durchquert. Etwa doppelt so weit von dem Himmelskörper erscheint bisweilen ein zweiter heller Kreis von derselben Färbung wie der erste. Wo die Durchmesser die beiden Kreise schneiden, ist die Lichtstärke grösser, diese Stellen werden Nebensonnen bezw. Nebenmonde genannt. Auf dem gerade der Sonne gegenüber liegenden Punkte des horizontalen Durchmessers sieht man bisweilen eine helle Stelle, die sogenannte Gegensonne. (Dagegen giebt es keine Angabe über eine Beobachtung des Gegenmondes.) Über oder unter den beiden Kreisen sieht man bisweilen Kreisbogen, die die Kreise berühren und im Gegensatz zu diesen ihre Konkavität von der Sonne (Mond) abwenden.

Diese Lichterscheinungen sind meistens nur zum Teil entwickelt. Die gewöhnlichsten sind die Nebensonnen auf dem horizontalen Durchmesser. Einige Fälle von reicher Entfaltung der Erscheinung sind aufgezeichnet. So z. B. sah Hevelius im Jahre 1661 sechs Nebensonnen Beim sogenannten Petersburger Phänomen, 29. Juni 1790, beobachtete man die zwei Kreise, vier Kreisbogen und sechs Nebensonnen. Die Ringe werden häufig mit einem von Aristoteles stammenden Namen als Haloen bezeichnet. Diese Erscheinung ist nicht so selten, wie man glauben möchte. So beobachtete Overhoff in Harlem im Jahre 1896 100 mal Haloen und 14 mal Nebensonnen (vergleiche übrigens die unten gegebene Statistik für Upsala).

Die theoretische Erklärung dieser Erscheinung ist sehr einfach, sie wurde von Mariotte und Fraunhofer gegeben und besonders durch Bravais und Galle vervollkommnet. In der kühlen Luft schweben Eiskryställchen, welche dem hexagonalen System angehören und die nebengezeichnete Form (Fig. 262) einer regelmässig sechseckigen Säule mit gegen die Seiten senkrechten Basisflächen besitzen. Diese Prismen sind doppelbrechend, aber so wenig, dass man mit einem mittleren Brechungsindex von 1,307 für Rot und 1,317 für Violett rechnen kann. Ein Lichtstrahl, welcher durch das Prisma so geht, dass er die Seiten 1 und 3 passiert, die einen brechenden Winkel von 60° bilden, erhält eine Deviation von etwa 21° 36′ (für Rot) bezw. 22° 22′ (für Violett), welche Ziffern die Minimideviation angeben. Eine Ablenkung, welche dieser Ziffer entspricht, kommt den unvergleichlich meisten Strahlen zu.

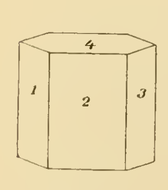


Fig. 262.

Wenn nun solche Säulen regelmässig in der Luft verteilt sind, wird man infolgedessen einen innen roten, aussen violetten Ring um die Sonne oder den Mond sehen von etwa 22° Halbmesser.

In derselben Weise erklärt man den hellen Ring vom Halbmesser 45° 10′ (für den roten) und 47° 18′ (für den violetten Teil) als durch Brechung eines Strahles, der durch die Basisfläche 4 und eine Säulenseite (brechender Winkel 90°) geht, entstanden. Dieser Ring ist gewöhnlich schwächer als der innere, teils wegen seiner grösseren Ausdehnung, teils weil das Licht bei der Brechung durch ein 90 gradiges Prisma stärker reflektiert wird wie bei der Brechung durch ein 60 gradiges. Teils sind wohl auch die brechenden Kanten von 90° weniger vertreten als diejenigen von 60°.

Das Licht der Sonnenringe ist als gebrochen partiell senkrecht zur Einfallsebene polarisiert. Eine nähere Berechnung zeigt, dass diese partielle Polarisation nicht sehr bedeutend ist. Die beiden Durchmesser der Ringe rühren aber, wie unten gezeigt wird, von Spiegelung her und ihr Licht ist folglich wie beim Regenbogen in der Einfallsebene polarisiert.

Natürlich sind in diesem Falle ebenso wie beim Regenbogen die Farben nicht rein, weil die Sonne und der Mond eine Ausdehnung von 32′ besitzen.

Die Eiskryställchen sind meistens entweder als Nadeln ausgebildet, wo also das Prisma sehr nach der Längsrichtung entwickelt ist, oder sie sind tafelförmig, in welchem Fall die Basisflächen vorwiegen und die Prismenseiten sehr kurz sind. Die Nadeln scheinen gegenüber den Tafeln vorzuwiegen.

Die Krystalle streben so zu fallen, dass sie dem geringsten Luftwiderstand begegnen, dies geschieht, wenn die Achsen der Nadeln und die Basisflächen der Tafeln vertikal, die Basisflächen der Nadeln dagegen horizontal sind. So entsteht ein starkes Übergewicht der vertikalen, ein weniger ausgeprägtes der horizontalen Flächen über anders gerichtete. Die vertikalen Flächen erzeugen Spiegelbilder, die in einem horizontalen Ring verteilt sind. Wie leicht einzusehen, müssen daher in den beiden Haloen die Schnittpunkte mit dem horizontalen Durchmesser am stärksten entwickelt sein. Infolgedessen treten die vier Nebensonnen auf, von welchen die inneren gewöhnlich die kräftigsten sind, wie überhaupt der innere Ring stärker als der äussere entwickelt ist.

Die horizontalen Flächen erzeugen den vertikalen Durchmesser, wodurch auch die zwei äusseren in vertikaler Richtung gelegenen Neben-

sonnen entstehen. Die zwei inneren Nebensonnen auf dem vertikalen Durchmesser rühren von Tafeln mit vertikalen Endflächen her.

Die tangentiellen Bogenstücke, welche durch die vier vertikalen Nebensonnen gehen, rühren von schräg einfallenden Strahlen her, bei welchen die durch den einfallenden und gebrochenen Strahl gehende Fläche nicht auf einer Kante des Krystalles senkrecht steht. Der brechende Winkel des Prismas wird dann grösser als 60° bezw. 90° und die entsprechenden Bogen liegen deshalb weiter als die Ringe entfernt.

Der vertikale Durchmesser ist häufig nach Sonnenuntergang sehr schön als eine rötliche Säule entwickelt. Sein Glanz ist trotz des noch hellen Sonnenlichtes sehr auffallend; in diesem Fall ist der horizontale Durchmesser natürlich nicht sichtbar.

Die Ringe treten besonders häufig in anticyklonalen Gebieten auf, wo auch die Cirruswolken am gewöhnlichsten sind. Der doppelte Sonnenring ist im Polarwinter der normale Begleiter der Sonne. Die Lichtsäule soll auch mehrmals bei Feuerbrünsten gesehen worden sein.

Hellmann hat das in Upsala während der Jahre 1866—1872 gesammelte Material betreffs Halo-Erscheinungen bearbeitet Sie werden etwa fünf mal so oft um die Sonne als um den Mond beobachtet. Ihre Häufigkeit, nach der Anzahl Beobachtungen angegeben, in den sieben Jahren (2557 Tage) war folgende:

Sonnenringe von 22° Halbmesser	479
Nebensonnen	163
Mondringe von 22° Halbmesser	123
Vertikale Säulen durch die Sonne	74
Obere Berührungsbogen des Sonnenringes von 22°	71
Sonnenringe von 46° Halbmesser	22
Nebenmonde	22
Obere Berührungsbogen des Sonnenringes von 46°	21
Vertikale Säulen durch den Mond	21

Mondringe von 46° Halbmesser und obere Berührungsbögen an Mondringen von 22 bezw. 46° Halbmesser kamen nur einmal alle 3 bis 7 Jahre vor.

Die von der Sonne herrührenden Haloen sind zu Upsala am häufigsten in April bis Juni, am seltensten im Dezember und Januar, die von dem Mond verursachten sind am seltensten zur Zeit des höchsten Sonnenstandes und am häufigsten im Winterhalbjahr.

Die Periode wird durch zwei Umstände bewirkt, die Häufigkeit der Eiskrystalle in der Luft, und die Länge der Tageszeit, in welcher der betreffende Himmelskörper über dem Horizont steht. Dieser letztere Umstand bewirkt die Zunahme der Sonnenhaloen (aber nicht der Mondhaloen) vom Dezember bis zum Mai. Bewölkung, Niederschläge u. s. w. üben einen störenden Einfluss auf die Beobachtungen aus.

Cornu hat diese Lichterscheinung künstlich nachgemacht, indem er Kryställchen von Alaun in einer Flüssigkeit von ungefähr demselben spezifischen Gewicht schweben liess. Die dabei beobachteten Ringe hatten Halbmesser von 46 bezw. 22°.

Höfe. Wenn man eine kleine Kerzen- oder Gasflamme durch eine Glasscheibe betrachtet, auf welcher kleine Stäubchen (z. B. Bärlappsamen) oder Tröpfchen (z. B. durch Kondensation entstanden, wie beim Anhauchen eines Glases oder an Fensterscheiben im Winter) liegen, so sieht man die Flamme von farbigen Ringen umgeben. Diese Ringe rühren, wie Fraunhofer zuerst nachwies, von der Beugung des Lichtes her. Ist die Lichtquelle punktförmig, so sind die Ringe kreisförmig und ihr Durchmesser ist dem Durchmesser der Körperchen umgekehrt proportional. Bei homogenem Licht sind die Ringe abwechselnd hell und dunkel, bei weissem Licht haben sie Farben ungefähr wie die Newtonschen Farbenringe.

Die Luft enthält häufig kleine Nebeltröpfchen, die eine ähnliche Wirkung ausüben. Der Mond erscheint durch eine Sammlung solcher Tröpfchen, z. B. durch eine dünne Wolke gesehen, mit einem oder mehreren farbigen Ringen umgeben, welche Erscheinung den Namen Mondhof erhalten hat. Die Farbe des Hofes ist zunächst dem Mond weiss, danach blaugrau, dunkel, weiter hinaus rot und dann gelb. In den äusseren Teilen wechseln grünliche und rötliche Farbenringe ab. Um die Sonne sieht man selten solche Höfe, weil die grosse Lichtstärke dieses Himmelskörpers das Auge blendet. Durch Zwischenschaltung eines schwarzen Glases in den Weg der Sonnenstrahlen kann man den Sonnenhof sichtbar machen. Ebenso kann man häufig den Sonnenhof beobachten, wenn man das Sonnenbild in einer ruhigen Wasserfläche betrachtet.

Aus der Grösse der Ringe kann man auch in diesem Fall die Grösse der Nebeltröpfchen berechnen. So z. B. entspricht bei rotem Licht ein Halbmesser des ersten hellen Ringes von 2° einem Durchmesser von 0,018 mm.

Da der Durchmesser eines Hofes von der Grösse der Tröpfchen ab-

hängt, so ist es selbstverständlich, dass der Hof mit um so reineren Farben erscheinen muss, je gleichmässiger die Grösse der Tröpfchen ist.

Höfe können auch um andere helle Himmelskörper, wie z. B. die Venus, sichtbar werden.

Während die Ringe von Eiskrystallen herrühren und deshalb besonders häufig vorkommen, wenn der Himmel von einem dünnen Cirrus-Schleier bedeckt ist, welcher aus Eisnadeln besteht, sind die Höfe bei niedriger liegenden Wolken und Nebel zu beobachten.

Glorie, Brockengespenst. Wenn man an einer Wasserfläche so steht, dass der Schatten des Kopfes auf die Wasserfläche fällt, so sieht man diesen Schatten von einer Art Strahlung umgeben, welche den Namen Glorie erhalten hat. Die Sonnenstrahlen streifen den Kopf und gehen in das Wasser hinein, wo sie kleine Partikelchen beleuchten und nach verschiedenen Richtungen zurückgeworfen werden. In den meisten Richtungen treffen sie andere Partikelchen und werden wieder reflektiert. Diejenigen Strahlen aber, die auf demselben Wege, den sie gekommen sind, zurückgeworfen werden, finden die Bahn frei und treffen das Auge, da die Dimensionen des Kopfes relativ zu dem vom Licht durchlaufenen Wege als gering zu betrachten sind. Daher erscheint die nächste Umgebung des Kopfschattens stärker beleuchtet als die übrige Fläche.

Dabei sieht der Lichtschein wie ein geradliniges Bündel aus, aus denselben Gründen, wie dies für Sonnenstrahlen in stauberfüllter Luft der Fall ist. Im Wasser giebt es nämlich grössere schattenwerfende Körper, welche den Strahlen cylindrische Begrenzungsflächen erteilen. Der Schatten des Kopfes ist deshalb von einer grossen Menge kurzer radieller Strahlen umgeben.

Eine ähnliche Erscheinung bietet eine stark beleuchtete rauhe Wand dar. Das einfachste Beispiel dafür ist der Mond, dessen Leuchtkraft von Zöllner untersucht wurde. Wenn der Mond eine glatte, diffus reflektierende Fläche wäre, so würde die Stärke des Mondlichtes bei Vollmond (180° in Fig. 263) ein äusserst flaches Maximum zeigen, das ganz allmählich, wie bei einer Sinuskurve, abfallen würde. Anstatt dessen ist das Maximum, wie Zöllner fand, sehr scharf und die Lichtstärke fällt schnell bei abnehmender Grösse des sichtbaren Teiles ungefähr wie die Kurve (Fig. 263) zeigt. Die Ursache davon ist die Steilheit der Bergwände auf dem Mond. Eine beleuchtete Fläche mit noch steileren Erhebungen würde eine Kurve mit noch spitzerem Maximum geben. Ähnlich wie der Mond scheint nach neuerdings ausgeführten Messungen von Jost der Merkur sich zu verhalten.

Denken wir uns eine rauhe Oberfläche von grosser Ausdehnung, welche von der Sonne beleuchtet ist, so wird sie in dem Punkt, der in der Verlängerung der Linie Sonne—Auge liegt, am stärksten beleuchtet erscheinen und von dort ringsum die Beleuchtung abnehmen. Ist die Rauhheit noch viel grösser wie diejenige des Mondes, so erscheint die Wand als eine matte spiegelnde Fläche, ungefähr wie ein angelaufener Spiegel. Um den Schatten des Beobachters liegt eine strahlende Glorie.

Eine solche Glorie von bedeutender Lichtstärke sieht man um den Schatten seines Kopfes, wenn die Sonne eine vor dem Beobachter gelegene stark betaute Wiese bescheint. Eine grosse Menge stark leuchtender Sonnenbilder in den Tautropfen setzen sie zusammen.

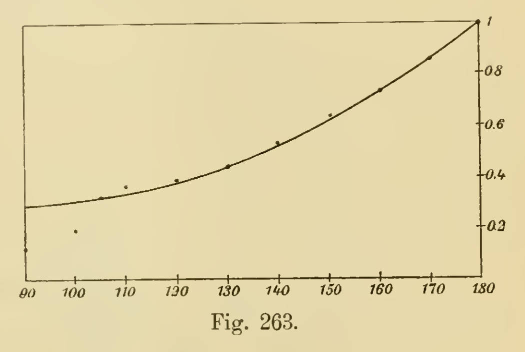


Fig. 263.

Die Sonnenbilder weiter seitwärts werden dem Auge zum grössten Teil von den Grasblättern verdeckt.

Die Glorienerscheinung kann sich auch zeigen, ohne dass die Wiese betaut ist. Ein ganz trockenes Stoppelfeld giebt sie auch, obgleich bei weitem nicht so glänzend wie ein bethautes, weil von den trockenen Strohhälmchen viel weniger Licht reflektiert wird wie von den Tautropfen. Die richtige Erklärung der Glorie gab v. Winterfeld vor etwa 100 Jahren.

Natürlich brauchen die lichtreflektierenden Teile nicht lang gezogen zu sein wie das Gras einer Wiese, sondern kleine Kügelchen können dieselbe Wirkung ausüben. Wenn ein Beobachter zwischen einer Nebelwand und der Sonne steht, was in den Bergen recht häufig eintrifft, sieht er daher um den Schatten seines Kopfes eine Glorie. Diese kann von einem Hofe von mehreren farbigen Ringen umgeben sein, wenn die Tröpfchen die richtige Grösse haben. Das reflektierte Licht besteht nämlich wegen der Schattenwirkung aus nahezu parallelen Lichtbündeln. Diese prachtvolle Erscheinung, die meistens von einem weissen Regenbogen umgeben ist, wird Ulloas-Zirkel genannt, weil der spanische Gelehrte Ulloa bei Bergbesteigungen in den Anden, mit Bouguer zusammen, dieselbe beobachtete. In Deutsch-

land ist der gewöhnliche Name Brockengespenst, weil Silberschlag (1780) eine nähere Beschreibung dieser Erscheinung in einem Bericht über eine Harzreise gegeben hat. Sie ist auch in den Alpen und Karpathen nicht ungewöhnlich, auf Ben Nevis in Schottland ist sie nach Beschreibungen von Omond recht häufig.

Eine Abbildung dieser auf dem Pilatus beobachteten Erscheinung ist in Fig. 264 nach Hagenbach gegeben. Der innerste rote Ring hatte einen Durchmesser von $2^0\,30'$, einen Durchmesser der Nebeltröpfchen von



Fig. 264.

0,016 mm entsprechend. Meist wird der Durchmesser zu etwa 6^0 für den ersten, 12^0 für den zweiten, 17^0 für den dritten Ring angegeben.

Besonders häufig beobachten Luftschiffer diese Erscheinung. Sie sehen den Schatten des Ballons auf der (nicht allzu tief) unter ihnen liegenden Wolkendecke, wobei der Gondelschatten (eigentlich der Kopfschatten des Beobachters) von einer Reihe konzentrischer farbiger Ringen umgeben erscheint. Flammarion beschreibt die Farbe der Ringe folgendermaassen: innen gelblich weiss, danach blassblau, gelb, graurot und zuletzt nach aussen schwach violett.

Irisierende Wolken. Nicht selten sieht man Wolken, deren Ränder oder dünnere Stellen in Regenbogenfarben schillern. Häufig

ändern sich diese Farben schnell. Ihr Licht ist polarisiert. Die Farben ordnen sich nicht als Ringe um die Sonne, sondern sind unregelmässig verteilt. Die Farben erinnern nach Mohn an diejenigen dünner Blättchen. Über die Erklärung dieser Erscheinung ist man noch nicht einig. Man glaubt jedenfalls, dass die Farben einer Diffraktionserscheinung zuzuschreiben sind. Die farbigen Stellen haben oft die Form von Flecken oder Balken. Die Erscheinung scheint in kälteren Gegenden häufiger zu sein als in wärmeren. Schips, welcher über diesen Gegenstand eine Monographie geschrieben hat, ist der Ansicht, dass die irisierenden Wolken aus Eiskrystallen bestehen. Sie sind um der Mittagszeit am gewöhnlichsten. Sie befinden sich meist in der Nähe der Sonne (5—8^0 Entfernung). Ihre jährliche Periode zeigt ein Maximum im Juni und eins im Oktober, im Januar und Februar hat Schips keine irisierenden Wolken beobachtet (in Württemberg). In Christiania wurden sie dagegen meistens in den Wintermonaten (78 Proz.) und bei tiefem Sonnenstand gesehen. Sie zeigten daselbst keine ausgeprägte tägliche Periode. In Upsala waren sie am gewöhnlichsten im Frühling (32 Proz.) und am Mittag; 53 Proz. wurden zwischen 10 Uhr früh und 4 Uhr N. M. beobachtet.

Bisweilen scheinen diese Wolken sehr hoch zu liegen. Mohn beobachtete in Christiania die Zeit, zu welcher solche Wolken in den Erdschatten traten und berechnete daraus ihre Höhe zu 107, 130 und 132 km. In anderen Fällen war die Höhe geringer (23 km), auf Spitzbergen beobachtete Ekholm ganz niedrig liegende Wolken dieser Art (leichte Cumuli).

Mit einigen von den irisierenden Wolken sind die leuchtenden Nachtwolken nahe verwandt, die häufig auch silberglänzende Wolken genannt werden. Dieselben werden erst seit dem Krakatau-Ausbruch beobachtet. Es giebt indessen Andeutungen, dass ähnliche Gebilde schon im 17. Jahrhundert wahrgenommen wurden. Die meisten Beobachtungen derselben seit August 1883 rühren von Jesse her, welcher ihre Höhe aus der Tiefe der Sonne unter dem Horizont und durch photographische Aufnahme an zwei in einiger Entfernung gelegenen Stellen berechnete. Sie erinnern stark an Cirri und kommen nur um die Sommer-Sonnenwendezeit vor. Am Äquator treten sie vielleicht auch zur Zeit der Nachtgleichen auf. Sie sind ausserordentlich zart und ihr Licht enthält äusserst wenig rotes Licht, so dass sie nach R. v. Helmholtz durch rote Gläser nicht zu sehen sind. Dieser Umstand scheint darauf hinzudeuten, dass sie aus so kleinen Partikelchen bestehen, dass sie das rote Licht nur

äusserst wenig zurückzuwerfen vermögen. Sie sind deshalb auch nur Nachts sichtbar, wenn die Sonne mehr als 8° unter dem Horizont steht.

Der Umstand, dass sie nur im Sommer (in Berlin 23. März bis 11. Aug.) sichtbar sind, scheint anzudeuten, dass eine Kondensation von Wasserdampf, welcher im Sommer in höhere Schichten hinaufdringt als im Winter, ihre Sichtbarkeit begünstigt. Ihre Höhe wurde von Jesse zuerst im Mittel zu etwa 17 km ermittelt, später wurden von ihm mittlere Werte bis zu 83 km gefunden. Sie besitzen eine sehr grosse Geschwindigkeit von etwa 100 m pro Sek., die hauptsächlich von Osten nach Westen gerichtet ist mit einer schwachen Komponente nach Süden. Sie haben demnach genau entgegengesetzte Richtung wie die Cirri (relativ zur Erdoberfläche). Ihre Häufigkeit nahm stark ab; in den Jahren 1885—1892 wurden sie nur 10 mal in Berlin beobachtet, und zwar in den Morgenstunden; jetzt (seit etwa 1892) werden sie nicht mehr beobachtet.

Die Tageshelle. Wenn in der Atmosphäre keine Reflexion des Sonnenlichtes stattfände, so würde der Himmel rein schwarz erscheinen und die sonnenbeleuchteten Gegenstände würden eine grelle Helligkeit zeigen, welche gegen die schwarzen Schlagschatten enorm kontrastieren würde. In diese Schatten würden nur die unbedeutenden Lichtmengen fallen, welche von der Reflexion an den beleuchteten Stellen herrührten. So etwa sind die Verhältnisse auf dem Monde, wo die Berge tiefschwarze Schatten werfen, sodass ihre Profile mit merkwürdiger Schärfe hervortreten.

Die Reflexion in der Luft geht von den vielen kleinen Staubteilchen und Wassertröpfchen aus, welche in der Luft schweben. Je weniger Staub in der Luft schwebt, um so geringer ist die Tageshelle und um so schärfer sind die Schatten.

Deshalb ist die Farbe des Himmels um so dunkler, je höher der Beobachtungspunkt liegt. In den Bergen werden die Schatten um so dunkler, je höher man kommt. Über Kontinenten ist die Tageshelle geringer als über dem Meer und in Küstenländern, wo viele Wassertröpfchen in der Luft schweben. Im Gegensatz dazu ist die Sonnenbeleuchtung in Wüsten ausserordentlich scharf und blendend, die Schatten dagegen dunkel. Für anticyklonische Gebiete gilt dasselbe. Ein dünner Wolkenschleier erhöht die Tageshelle bedeutend. Die Tageshelle dringt durch die Fensteröffnungen in Zimmer hinein, welche an der Schattenseite liegen, und in welchen man sonst Licht am hellen Tage brennen müsste,

um nicht volles Nachtdunkel oder ein schwaches Dämmerungslicht darin zu haben.

Die Tageshelle verhindert bei Tage die Sichtbarkeit der Sterne. In sehr grossen Höhen, die im Luftballon erreicht worden sind, erblickt man die helleren Sterne am Tage. Eine alte Angabe, dass man am Tage durch lange Röhren, z. B. Grubenlöcher, die Sterne zu sehen vermöchte, ist schon von Humboldt als unrichtig erwiesen. Dagegen wirkt ein Fernrohr so, dass es die Tageshelle nicht verstärkt, dagegen die Leuchtkraft der punktförmig erscheinenden Sterne im Verhältnis des Quadrates der linearen Vergrösserung vervielfacht, wodurch hellere Sterne bei Tag mit Hilfe des Fernrohrs zu beobachten sind.

Das von den kleinen Partikelchen reflektierte Licht ist an blauen und violetten Strahlen sehr reich. Bei kleinen Partikeln ist das Reflexionsvermögen um so grösser, je kleiner die Wellenlänge des Lichtes ist. Clausius und Lord Rayleigh haben theoretische Untersuchungen über diesen Gegenstand ausgeführt. Rayleigh findet, dass, wenn man mit x die Weglänge bezeichnet, welche ein Lichtstrahl von der Wellenlänge λ (in μ) in der Luft zurücklegen muss, um im Verhältnis $J:J_0$ geschwächt zu werden, die Beziehung gilt:

$$J = J_0 \, e^{-kx:\lambda^4}$$

worin k eine Konstante bedeutet, welche proportional den in der Luft befindlichen reflektierenden Teilchen zunimmt.

Diese Formel stimmt vorzüglich mit den Beobachtungen von Abney über die Durchsichtigkeit der Luft in verschieden dicken Schichten, wobei als Einheit die Luftmenge genommen ist, welche ein senkrecht einfallender Strahl in der Atmosphäre durchläuft. Der Wert der Konstante war bei seinen Versuchen $4{,}64 \cdot 10^7$ cm, oder da die Atmosphäre auf 760 mm Druck reduziert (bei 0^0), eine Höhe von 8000 m haben würde, 58 reduzierte Atmosphären. Mit anderen Worten ein Strahl, dessen Licht die Wellenlänge 1 μ besitzt, müsste 58 Atmosphären durchlaufen, um im Verhältnis $1:0{,}368$ geschwächt zu werden. Ist die Wellenlänge $0{,}5\ \mu$, so wird die nötige Weglänge 16 mal geringer, entspräche also 3,63 Atm. Durch Beobachtung der Stärke verschiedener Spektralteile des Sonnenlichtes bei verschiedenen Sonnenhöhen konnte Abney die Durchlässigkeit der Luft für Licht von verschiedenen Wellenlängen bestimmen. Seine Resultate sind in folgender Tabelle mit nach Rayleighs Formel berechneten Werten zusammengestellt. h bedeutet die durch-

strahlte Länge in reduzierten Atmosphären, λ die Wellenlänge. Die tabellierte Grösse ist die Durchlässigkeit in Prozent.

$h =$		1	2	3	4	5	6	7	8	32
$\lambda = 0{,}40$	beob.	51	25	13	7	3	2	1	0	0
	ber.	51	26	13	7	3	2	1	0	0
$\lambda = 0{,}49$	beob.	74	54	40	30	22	16	12	9	0
	ber.	74	55	41	30	22	17	12	9	0
$\lambda = 0{,}59$	beob.	87	75	65	57	49	43	37	32	0,1
	ber.	87	75	65	57	49	43	37	32	1,1
$\lambda = 0{,}76$	beob.	95	91	86	81	77	74	71	66	10,7
	ber.	95	90	86	81	77	73	70	66	19,1

Wie ersichtlich, ist die Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Rechnung vorzüglich, wenn man von den unsicheren Werten der letzten Kolumne absieht.

Dagegen hat Langley, welcher die Stärke der verschiedenen Spektralteile des Sonnenlichts bei verschiedenen Sonnenhöhen bolometrisch bestimmte, Werte beobachtet, welche gar nicht mit der Rayleighschen Formel in Übereinstimmung zu bringen sind. Er fand nämlich folgende Zahlen (d) in Prozent für die Durchlässigkeit einer Atmosphäre, unter welche die nach Rayleighs Formel berechneten geschrieben sind.

$\lambda =$	0,358	0,383	0,416	0,440	0,468	0,550	0,615 μ
d (beob.) =	46,5	53,1	60,0	63,6	67,7	73,4	78,1
d (ber.) =	35,8	44,9	56,2	63,0	69,8	82,8	88,7

$\lambda =$	0,781	0,870	1,01	1,20	1,50	2,59 μ
d (beob.) =	84,4	87,1	89,1	90,5	91,9	92,6
d (ber.) =	95,5	97,0	98,4	99,1	99,7	100,0

Wir kommen später auf die Erklärung dieser Erscheinung zurück.

Obgleich die Beobachtungen von Langley eine viel schwächere Zunahme der Durchlässigkeit mit der Wellenlänge ergeben als die Formel von Rayleigh verlangt, so zeigen sie doch einen ausgeprägten Gang in derselben Richtung. Eine Folge davon ist, dass weisses Sonnenlicht beim Durchgang durch die Atmosphäre einen rötlichen Ton annimmt, dessen Stärke mit der Länge der durchstrahlten Schicht bedeutend zunimmt. Wir sind nun gewohnt, das von der Sonne erhaltene Licht, wenn sie in mittlerer Höhe steht, als weiss anzusehen. Das Licht

einer sehr hoch stehenden Sonne bei klarer Luft erscheint deshalb bläulich-weiss, wogegen die tiefstehende Sonne ein stark rotgefärbtes Licht auszusenden scheint.

In dieser einfachen Weise erklärt sich die prachtvolle Erscheinung des Morgen- und Abendrots. Eine kleine Modifikation der Farbe entsteht durch die Absorptionslinien in der Luft (vgl. Tafel I sowie S. 503 und 505), welche zum grössten Teil in Rot und Gelb liegen und deshalb die rote Farbe etwas abschwächen. Dass dessen ungeachtet die Abendröte nach alter Erfahrung stärker ist, wenn viel Wasserdampf in der Luft enthalten ist, beruht darauf, dass dann mehr Wassertröpfchen in der Luft schweben (vgl. S. 489). Die Abendröte zeigt auch ein satteres Rot als die Morgenröte, weil die Luft am Abend mehr Staub und Wassertröpfchen enthält wie am Morgen (vgl. S. 498). Nach der Eruption vom Krakatau am 27. Aug. 1883 waren Abend- und Morgenröte auffallend lebhaft, was von der ungeheuren Staubmasse herrührte, welche bei diesem Ausbruch in die Luft geschleudert wurde und erst allmählich hinabsank. Dieser Staub gab zu einer Diffraktionserscheinung, dem sogenannten Bishopschen Ring Anlass, aus dessen Dimensionen der Durchmesser des Staubes zu 0,001—0,003 mm berechnet wurde (von Flögel und Hagenbach). Die prachtvolle Abendröte (das sogenannte rote Licht) verblasste allmählich mit den Jahren und jetzt sind die Dämmerungserscheinungen wieder dieselben wie vor dem Ausbruch.

Die Farbe des diffusen Himmelslichtes ist aus den angeführten Gründen stark blau. Ein anderer Grund dafür ist von Spring vorgebracht worden. Die Eigenfarbe sowohl von Sauerstoff, und besonders von Ozon, als auch von Wasserdampf in dicker Schicht ist blau Dies entspricht vollkommen den hauptsächlich im Rot gelegenen Absorptionsbändern dieser Gase, man sollte aber dann vermuten, dass das Himmelslicht im Zenith am wenigsten blau wäre, wo die absorbierende Schicht am dünnsten ist, am meisten am Horizont, was gänzlich gegen die Erfahrung spricht. Das sieht man schon mit blossem Auge, Messungen geben aber darüber einen noch sichereren Aufschluss. Saussure war der erste, welcher solche Messungen anstellte. Er mischte Berlinerblau mit weisser oder schwarzer Farbe in verschiedenen Proportionen und stellte so eine Skala von 27 Stufen zwischen rein weiss (0^0) und rein blau (27^0) und 27 Stufen zwischen rein schwarz (53^0) und rein blau her, so dass er im ganzen 53 Abstufungen besass. Diese Abstufungen wurden Cyanometergrade genannt.

Ein sogenanntes Rotationscyanometer konstruirte Parrot, bei

welchem die Sektoren Newtonscher Farbenscheiben mit weiss oder schwarz und blau in verschiedenen Proportionen bestrichen wurden. Bei schneller Drehung entsteht eine Mischfarbe, die aus weiss und blau bezw. schwarz und blau nach der Grösse der betreffenden Sektoren zusammengesetzt ist.

Saussure und Humboldt verglichen nun in Genf und auf dem Nordatlanten die blaue Farbe des Himmels in verschiedenen Zenithdistanzen mit den Cyanometergraden und fanden:

Zenithdistanz	Cyanometergrade	
	Saussure	Humboldt
30^0	20	22,0
50^0	17,5	18,0
60	15,5	16,5
70	13,0	10,0
80	9,0	6,0
89	4,0	3,0.

Saussure fand die Farbe auf Col du géant (Montblanc) 31 Cyanometergraden entsprechend, während gleichzeitig in Genf (375 m) $22{,}5^0$ beobachtet wurden. Bei sehr reinem Himmel zeigte der Zenith auf Col du géant (4371 m) 37^0, auf dem Montblancgipfel (4810 m) 39^0.

Näher am Äquator ist im allgemeinen der Himmel tiefer blau als weiter gegen den Pol hin.

Die Dämmerungserscheinungen. Wegen der Brechung und noch mehr der Reflexion des Sonnenlichtes in der Atmosphäre tritt die Dunkelheit nicht gleich dann ein, wenn der Beobachter sich im geometrischen Schatten der Erde befindet. Zuerst ist zufolge der Refraktion die Sonne eine kleine Weile sichtbar. Wenn sich die Sonne senkrecht gegen den Horizont bewegt, ist diese Zeit 2 Minuten 20 Sekunden, da die Sonne in einer Zeitminute 15 Bogenminuten zurücklegt. Wenn die Sonnenbahn einen Winkel α mit dem Horizont bildet, so hat man die genannte Zeit mit $\sin \alpha$ zu dividieren.

Da die roten Strahlen die geringste Brechung erleiden, verschwindet zuerst das rote Bild der Sonne unter dem Horizont, zuletzt das blaue. Die hinuntersinkende Sonne wird demnach erst grün (Komplementärfarbe des Rot), dann immer mehr bläulich erscheinen. Auf diese Weise erklärt man den sogenannten grünen Strahl, welcher nach den Beschreibungen von Reisenden in den Tropen im Augenblick des Sonnenuntergangs aufblitzt. Nach anderen Beobachtern ist dieser letzte Strahl

des Sonnenlichtes mehr bläulich gefärbt (Sohncke). Die mehr oder weniger grüne Färbung hängt vermutlich mit der Fähigkeit der Luft, die blauen Strahlen zurückzuhalten, zusammen.

Zufolge der Reflexion des Lichtes herrscht noch einige Zeit Helligkeit, die Dämmerung genannt wird, und die allmählich in Stärke abnimmt. Nach einiger Zeit müssen die Arbeiten im Freien wegen mangelnder Beleuchtung abgebrochen werden und die Sterne erster Grösse werden am Himmel sichtbar. Dieser Augenblick wird als Ende der „bürgerlichen Dämmerung" bezeichnet, die Sonne steht dann 6 Grad unter dem Horizont. Aber noch lange nimmt die Dunkelheit zu und erst, wenn die Sonne etwa 18⁰ unter dem Horizont steht, werden die Sterne sechster Grösse sichtbar. Bis dahin sagt man, dass die „astronomische Dämmerung" obwaltet. Die Dauer der bürgerlichen und astronomischen Dämmerung bei senkrecht hinuntersinkender Sonne wäre demnach 24 bezw. 72 Minuten. In Mittel-Europa ist sie etwa doppelt so lang.

Die wirkliche Dauer der Dämmerung hängt natürlich nicht nur von dem Stande der Sonne, sondern auch von der Reinheit des Himmels ab. Fein verteilter Staub in den höheren Luftschichten, wie nach dem Ausbruch des Krakatau und dünne Schleier von hoch liegenden Cirren verlängern die Dämmerung, in entgegengesetzter Richtung wirken natürlich dichtere Wolken.

An einem Ort, der nicht mehr als 6⁰ südlich vom nördlichen Polarkreis, d. h. über 60⁰ 33′ n. Br. liegt, dauert deshalb die bürgerliche Dämmerung zur Sommersonnenwendezeit die ganze Nacht. Das sind die hellen Nächte, deren Schönheit die Reisenden in diesen Gegenden preisen. Die immerwährende Dämmerung erstreckt sich zur Zeit der längsten Tage noch etwas südlicher, z. B. bis Petersburg (59⁰ 50′) und Stockholm (59⁰ 20′). Andererseits wird der Reisende in tropischen und subtropischen Gegenden oft von der schnell einbrechenden Dunkelheit überrascht, so schon in Süd-Europa, noch mehr aber innerhalb der Wendekreise. Dort dauert in Gegenden mit sehr rein blauem Himmel, wie z. B. in Chile, die (bürgerliche) Dämmerung nur 15 Minuten, bisweilen noch weniger, wie in Cumana, Venezuela, etwa 10⁰ n. Br., nach Humboldts Angabe.

Die grosse Farbenpracht, welche sich beim Aufgang und Untergang der Sonne entwickelt, hat zu allen Zeiten die Phantasie der Beobachter auf das lebhafteste beschäftigt. Im Altertum scheint besonders die Morgenröte die Aufmerksamkeit erregt zu haben. Die glänzenden

Schilderungen der rosenfingrigen Eos und der aus rosigem Wolkenbett sich erhebenden Aurora geben beredtes Zeugniss dafür. Die Bezeichnung rosenfingrig ist wahrscheinlich eine Anspielung auf die den Fingern einer ausgespreizten Hand ähnelnden Dämmerungsstrahlen („rayons crépusculaires", in Ostindien „Buddhas rays" genannt), welche beim Sonnenauf- oder Untergang häufig zwischen den Wolken zu beobachten sind (Fig. 265).

In neueren Zeiten hat besonders die Abenddämmerung die Aufmerksamkeit auf sich gezogen. Am meisten hat das damit in Zusammen-

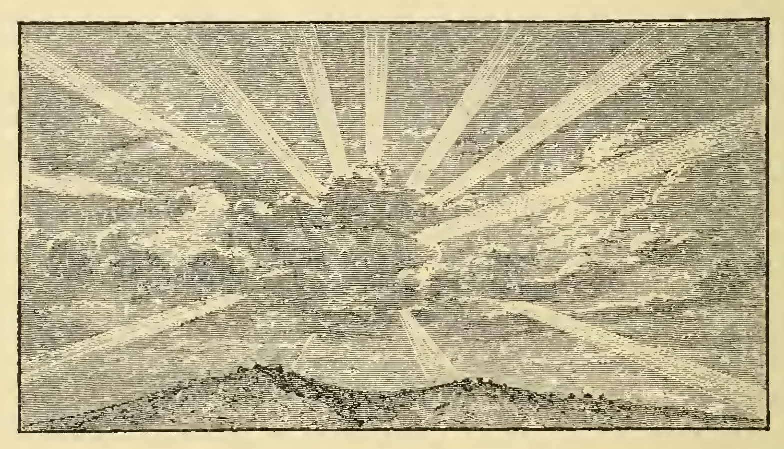


Fig. 265. Dämmerungstrahlen.

hang stehende Phänomen des Alpenglühens zu glänzenden Schilderungen Anlass gegeben.

Sehr anziehend ist ausserdem der von Tag zu Tag sich ändernde Anblick der Dämmerung, ebenso ihr rasch wechselndes Farbenspiel. Wer eine längere Zeit in dem nebeligen blassen Tageslicht des Polartages zugebracht hat, vergisst nie den wunderbaren warmen Reiz der ersten bei der Heimkehr erblickten Dämmerungen.

Die Farbenpracht der Dämmerung ist in verschiedenen Gegenden recht verschieden. Reine Luft in den unteren und Kondensation von Wasserdampf zu äusserst kleinen Tropfen in den oberen Schichten sind dafür günstig. Skandinavien, besonders der Nordteil, Spanien und die Alpenländer zeigen schöne Dämmerungserscheinungen. Der Herbst scheint die beste Jahreszeit für ihre Entwickelung zu sein. Die trockenen Jahreszeiten in Spanien weisen sehr farbenarme Dämmerungen auf.

Die Dämmerung ist von vielen Naturforschern geschildert worden, unter welchen Aristoteles, De Mairan, Bergman, Bravais, Forbes, Necker, v. Bezold, Hellmann und Riggenbach genannt werden mögen. In der folgenden Darstellung folgen wir der Schilderung von Hellmann, welcher in Spanien an etwa 500 Tagen Morgen- und Abend-Dämmerungsbeobachtungen angestellt hat. Die in folgenden Zeilen neben Farbenangaben in Klammern gedruckten Ziffern geben die Stärke der Farbe, nach einer von 0 bis 4 gehenden Skala geschätzt, an.

„Schon wenn die Sonne noch 4° Höhe hat, machen sich längs des ganzen Horizontes, welcher bis dahin gegenüber dem Blau des übrigen Himmels grau und dunstig erschien, verschiedene schwache Färbungen bemerkbar: im Westen (d. h. im Vertikal der Sonne) ein zartes Gelb (1) von kaum $^1/_2$° Höhe und darüber eine gewöhnlich doppelt so hohe Schicht Hellgrün (1), während der Himmel über der Sonne bis etwa 50° Höhe ein überaus glänzendes und stark weissliches Hellblau von mehr elliptischer als kreisrunder Form aufweist; im Osten (d. h. entgegengesetzt der Sonne) ein kräftigeres Grün (2), doch nur in etwa 60° Azimatumfang und in 1° Höhe. Nachdem die Sonne 3° tiefer gesunken ist, hat das Grün am Westhorizont sich nach oben bis zu 20° ausgedehnt, ohne an Intensität zuzunehmen, und unmittelbar am Horizonte einer orangegelben (1) Schicht von kaum 3° Platz gemacht. Diese zeigt an der unteren Seite, in beiläufig $^1/_2$° Stärke, eine bereits ins Rosa, häufig auch ins Braunrote oder Purpurviolette überspielende Färbung, welche sich bis nach Norden und Süden erstreckt. Am Osthimmel ist das Grün bis zur Intensität (2) und bis reichlich 6° Höhe angewachsen; auch hier und zwar, wie ich öfters konstatieren konnte, etwas früher als im Westen, sind unmittelbar am Horizonte schwache Rosa und darüber gelbliche Tinten bis zu 2° Höhe aufgetreten. Das Gelb im Osten ist schmutziger als das im Westen, und spielt häufig in Ockerfarbe über. Sowie die Sonne untergegangen ist, gewinnen die Färbungen am Osthimmel an Höhe: Grün reicht in der Stärke (1) bis 9°, Gelb bis 6° und das kräftiger werdende Rosa (2) bis 4°. Letzteres nimmt an Intensität etwas nach unten zu, verliert sich aber am Horizonte selbst — bisweilen schon vor Sonnenuntergang — in eine vorerst noch unbestimmt und schmutzig gefärbte Schicht tiefen Stahlblaus von etwa $^1/_4$° Höhe, welche den nunmehr eintretenden Erdschatten am Osthimmel verkündet."

„Die am Westhimmel eingetretenen Veränderungen sind unbedeutender: Die Rosafärbung hat abgenommen, das Gelb ist mehr Orange geworden, das Grün hat an Intensität gewonnen. Das darüber befind-

liche äusserst durchsichtige Weissblau ist zwar auch herabgesunken, reicht aber noch bis 45° Höhe, es ist häufig mehr ein sehr lichtstarkes Weiss als Weissblau und bewahrt seine runde Gestalt. Der Übergang zum dunkleren Blau (3) des Zeniths erfolgt zwar allmählich, doch scheint es, als wenn in etwa 75° Höhe am Westhimmel und — merkwürdig! — auch am Osthimmel eine raschere Vertiefung der Farbe erfolgte."

„Die nunmehr im Osten vorgehenden Wandlungen und Prozesse nehmen zunächst unser Interesse in Anspruch. Dasselbe wird gegen früher wesentlich dadurch gesteigert, dass wir nicht mehr blosse Abstufungen schwacher Färbungen beobachten, sondern dem lebendigen Vorgange des Entstehens und Vergehens gewisser Erscheinungen beiwohnen. Der bereits erwähnte Erdschatten in Gestalt eines tief stahlblauen Segmentes hat etwa 1° Höhe erreicht, wenn die Sonne $^3/_4$° unter dem Horizonte steht. Er ist nunmehr deutlich als Segment zu erkennen, dessen azimutaler Umfang jedoch noch sehr schwer zu messen ist; er dürfte etwa 75° betragen. Das ihm auflagernde Rosa, welches sich in Intensität vertieft hat, reicht nun bis 10° Höhe, während Gelb und Grün meist ganz verschwunden sind. Mit tiefer sinkender Sonne nimmt das Rosa einen purpurnen Ton an, und die Begrenzung des dunklen Segmentes wird deutlich violett. Dabei bemerkt man oft das Segment selbst heller werden; das tiefe Stahlblau verwandelt sich in Bleigrau, oft Aschgrau, nicht selten spielt es ins Meergrüne über, ja bisweilen sieht man sogar ein schwaches Rosarot oder Fleischfarbe in demselben auftauchen und bald wieder verschwinden. Letztere sekundäre Färbungen scheinen mit der Anwesenheit von Wolken am Westhimmel im Zusammenhange zu stehen. Diese Färbungen am Osthimmel oberhalb des dunklen Segmentes, welche man seit Mairan als die Gegendämmerung (anticrépuscule) bezeichnet, treten fast Tag für Tag mit grosser Regelmässigkeit auf, und nur hinsichtlich der Höhe, bis der sowohl die Rosafarben, als auch der Erdschatten bezw. der Bogen der (ersten) Gegendämmerung sich verfolgen lassen, bemerkt man nicht unerhebliche Verschiedenheiten, welche mit der Feuchtigkeit der Luft in dem Zusammenhange stehen, dass mit Zunahme des letzteren auch jene Höhen anwachsen. Durchschnittlich kann man den Begrenzungsbogen des Erdschattens bis zu 15° Höhe beobachten; alsdann hat die Sonne eine Tiefe von 4,6° unter dem Horizonte, und das Segment eine azimutale Ausdehnung von nahezu 150°. Das überlagernde Rosa verschwindet gewöhnlich in 25° Höhe, wenn die Tiefe der Sonne 4,9° beträgt; doch

kann man nicht gerade selten eine viel höhere Ausdehnung, bis zu 75° und darüber, beobachten, wobei man die darunter befindliche Partie des Osthimmels als bleigrau qualifizieren möchte. Dagegen ist es mir viel seltener vergönnt gewesen, einen deutlich verlaufenden Bogen des dunklen Segmentes in grösseren Höhen noch aufzufinden; einigemal bis 30° und nur dreimal näher dem Zenithe, ebensowenig als es möglich war, dessen Durchgang durch den Zenith, eine sehr wichtige Phase der Erscheinung, genau zu bestimmen. Aus zwei solchen Beobachtungen ergiebt sich für dieses Moment eine Depression der Sonne von 5,8°. Die sogenannte bürgerliche Dämmerung hat nunmehr ihr Ende erreicht; denn in einem nach Osten gelegenen Zimmer ist es alsdann so finster geworden, dass man künstlichen Lichtes zur Vornahme seiner Beschäftigungen bedarf."

„Unterdessen sind am Westhimmel folgende Veränderungen eingetreten. Der orangegelbe (2) Streifen von etwa 3° Höhe ist fast unverändert geblieben, das Braunrote darunter ganz verschwunden, und das Grün (1) reicht nur bis 8° Höhe. Sowie aber die Sonne in 3,8° Tiefe angelangt ist, bekommt der Westhimmel in etwa 25° Höhe über dem Horizonte einen Stich ins Rosa (bisweilen mehr rötlich, bisweilen mehr purpurn), der schnell kräftiger wird, nach unten und oben sich ausdehnt, sodass ein rosarotes Kreissegment von nahezu 40° Höhe den unteren Schichten aufsitzt. Da, wo diese Färbung zuerst bemerkbar wurde, erreicht sie auch bei etwas tieferem Sonnenstande (4,3°) ihre grösste Intensität und hat alsdann ein überaus glänzendes Aussehen, nicht unähnlich einer Schicht rotglühender Dämpfe, die als zarter Vorhang herabwallen. Dieses erste Rosalicht sinkt rasch nach abwärts, während die darunter liegenden Schichten nur wenig an Mächtigkeit abnehmen, und ist bei 6° Tiefe der Sonne gewöhnlich ganz verschwunden." Das erste Purpurlicht ist häufig von bläulich erscheinenden, zur Sonne (unter dem Horizont) konvergierenden Dämmerungsstrahlen durchzogen, welche von Wolken oder irdischen schattenwerfenden Gegenständen herrühren. Diese Strahlen, in welchen das gewöhnliche Himmelsblau sich geltend macht, tragen häufig dazu bei, die Ausbreitung des Purpurlichtes weiter verfolgbar zu machen, als dies sonst möglich wäre. Dieselben reichen bisweilen über das Zenith hinaus und scheinen dann nach der Ostseite hin auch zu konvergieren. Sie sind nach Hellmann seltener in Spanien als in Deutschland.

„Nachdem die erste Gegendämmerung den Zenith passiert hat und das erste Rosalicht verschwunden ist, fängt der das helle Segment begrenzende Bogen am Westhimmel an mit grosser Bestimmtheit er-

kennbar zu werden. Bei einer Sonnentiefe von 6° liegt er in etwa 75° Höhe; am Westhorizonte in 170° Azimutumfang lagert eine kaum 2,5° hohe Schicht Orangegelb (2), darüber eine doppelt so breite Grün (1), während der übrige Teil des Segmentes weissblau (1) ist und von dem Dunkelblau (4) des Zeniths und dem noch etwas helleren des Osthimmels sich kräftig abhebt. Dieser Dämmerungsbogen sinkt rasch nach unten, schneller als die Sonne unter den Horizont, und erreicht bei 10° Depression der Sonne kaum noch ebensoviel Grad Höhe. In diesem Stadium der Erscheinung kann man bisweilen (14 Proz. der Fälle) am Westhimmel ein zweites schwächeres Rosalicht, welches stark ins Rotgelbliche überspielt, entstehen sehen, das aber von geringerem Umfange und kürzerer Dauer, als das erste ist. Nur zweimal trat es viel lebhafter als jenes auf und nur dreimal habe ich mit äusserster Mühe Spuren einer vorübergehenden Rosafärbung am Osthimmel entdecken können. Bei 11,5° Tiefe der Sonne (einmal erst bei 16,6° und bei einer Morgendämmerung schon bei 18°) ist jede Spur rötlicher Färbung am Westhimmel verschwunden und das scharf begrenzte helle Segment eilt rasch dem Horizonte zu."

Diesen erreicht es um so früher, je geringer die Luftfeuchtigkeit ist. Auch ist bei diesem Ende der „astronomischen Dämmerung" am Abend (mittlere relative Feuchtigkeit 64 Proz.) die Sonnenhöhe näher an Null, als bei ihren Anfang am Morgen (mittlere relative Feuchtigkeit 82 Proz.), wie folgende Ziffern von Hellmann zeigen, die in März 1877 beobachtet sind.

Zeit	Tiefe der Sonne	Rel. Feucht.	Zeit	Tiefe der Sonne	Rel. Feucht.
März 6. Morgen	18° 15′	72 Proz.	März 11. Morgen	19° 37′	85 Proz.
„ 6. Abend	15 51	55 „	„ 11. Abend	15 29	71 „
„ 7. Morgen	17 51	80 „	„ 12. Morgen	19 13	84 „
„ 7. Abend	16 3	61 „	„ 12. Abend	15 24	61 „
„ 8. Morgen	17 15	82 „	„ 13. Morgen	19 25	83 „
„ 8. Abend	15 15	77 „	„ 13. Abend	15 26	74 „
„ 10. Abend	15 51	41 „	„ 14. Morgen	18 13	88 „
			„ 14. Abend	15 50	68 „

Ebenfalls ist die Tiefe der Sonne bei Anfang oder Ende der astronomischen Dämmerung grösser in der Regenzeit als in den trockenen Perioden.

Nach dem Untergang dieses Dämmerungsbogens kann man noch an der Tiefe des Blaus am Nachthimmel bisweilen Spuren von Dämmerungserscheinungen erblicken.

Die ungewöhnlichen Dämmerungserscheinungen nach dem Krakatau-Ausbruch. Eine ganz aussergewöhnliche Pracht zeigte die Dämmerung eine Zeit lang nach dem heftigen Ausbruche Krakataus am 27. August 1883. Bishop und später Lockyer schlugen dafür die Erklärung vor, die Staubmasse habe sich allmählich in der Luft verbreitet und verursache die starke Wirkung der Atmosphäre. Wie gering diese Masse war, geht daraus hervor, dass die 15 km^3 Staub, welche bei dem Ausbruch Krakataus in die Luft geblasen wurden, wenn sie auch ganz darin schweben geblieben wären, doch nicht mehr als einer Dicke von 0,01 mm entsprächen, wenn sie über die ganze Erdkugel verbreitet wären. Ohne Zweifel dienten aber diese kleinen, wahrscheinlich auch nicht unter dem Mikroskop sichtbaren Staubteilchen als Kondensationskerne des in höheren Luftschichten befindlichen Wasserdampfes und fielen erst sehr langsam mit Regen nieder. Man kann auch kaum mehr bezweifeln, dass dieser Staub den genannten Effekt hervorgebracht hat. Der Staub verbreitete sich in Form von Cirrus-Wolken in 20 bis 30 km Höhe so schnell, dass schon am 29. Aug. Brasilien, am 30. Aug. der Südatlant, am 31. Aug. bis 3. Sept. Central-Amerika und die Westküste Süd-Amerikas, am 5. Sept. Honolulu, Neu-Guinea und die Philippinen erreicht waren; am 5. Sept. wurde er in den Vereinigten Staaten und England, am 9. Sept. in Neu-Seeland, 15. Sept. in Australien, 20. Sept. in Nord-Afrika, Italien und England beobachtet. Anfang Oktober trat die Erscheinung im Capland auf, Ende September in Adelaïde, Süd-Australien. In Nord-Amerika und Europa waren die prachtvollen Sonnenuntergänge von Ende November an überall zu sehen.

Auch im Jahre 1831 und bei einigen anderen Gelegenheiten hat man aussergewöhnlich schöne und ausgedehnte Abendröten beobachtet. Diejenigen vom Jahre 1831 sind mit dem Ausbruch in Zusammenhang gebracht, durch den die vulkanische Insel Ferdinandea zwischen Pantellaria und Sicilien gebildet wurde (13. Juli 1831).

Nach v. Bezold unterschied sich die Erscheinung von gewöhnlichen Dämmerungen hauptsächlich dadurch, dass alles Licht viel mehr diffus war wie sonst. So konnte die Begrenzung des von dem Erdschatten hervorgerufenen dunklen Segmentes, das sonst sehr scharf hervortritt, nicht deutlich wahrgenommen werden. Ebenso war das erste Purpurlicht sehr schlecht begrenzt und viel ausgedehnter wie gewöhnlich,

so dass der grösste Teil des Himmels purpurfarbig erschien. Häufig wird das Schauspiel so geschildert, dass es den Anschein hatte, als stände der ganze Westhimmel in Flammen.

Ganz abnorm stark entwickelt war das zweite Purpurlicht, welches sonst nur in wenigen Fällen und meist als schwache Andeutung beobachtet wird. Unmittelbar vor Sonnenaufgang oder gleich nach Sonnenuntergang erhielt der ganze Himmel, besonders bei dunstiger Luft, eine ungewöhnlich gelbe, oft schwefelgelbe Färbung, die bei gewöhnlicher Dämmerung nicht vorkommt.

Die Sonne selbst erschien in den Tropen häufig grün oder (höher auf dem Himmel) blau, bisweilen kupferfarbig oder silberglänzend. Die grüne Färbung der Sonne wurde auch bisweilen in Japan und China, sowie in Europa (Krakau Jan. 1884, Kersal in England Dez. 1883, Kalmar in Schweden Febr. 1884), sowie in der Nähe der Azoren beobachtet. Der Mond und auch hellere Sterne wurden als mit grünem Licht strahlend beschrieben. Diese eigentümlichen Färbungen rührten wahrscheinlich von gröberen Partikelchen her, die ziemlich bald herunterfielen. Sie verschwanden relativ schnell.

Die blaue Farbe der Sonne erklärte Kiessling folgendermaassen. Wenn man weisses Licht durch gewisse Staubwolken (z. B. Salmiakrauch) betrachtet, erscheint es blau, häufig sehr schön. Steht eine solche „blaue“ Sonne, welche auch grünes Licht aussendet, nahe am Horizont, so wird das Blau in ihrem Licht beim Durchgang der Atmosphäre weggesiebt und die Sonne erscheint grün.

Das auffallendste war aber der Bishopsche Ring, welcher zuerst in Honolulu am 5. Sept. 1883 von Sereno Bishop beobachtet wurde.

Um die Sonne zeigte sich ein eigentümlicher Hof von grosser Ausdehnung (22—24°), innen war er weiss mit nach innen bläulichem Stich, nach aussen war er rötlich, bisweilen braun mit Abtönungen in Lila oder Purpur gegen den blauen Himmel. Dieser Ring wurde noch lange nach dem Verblassen der herrlichen Dämmerungen gesehen (in Europa bis Juli 1886, einige Beobachter wollen ihn 1888 oder sogar 1889 noch gesehen haben).

Der innere Radius (R) des roten Ringes erreichte nach Archibald 10° 33′, nach Riggenbach 10°, der äussere Radius wurde geschätzt auf 22° 46 bezw. 22°, derjenige der hellsten Stelle des Ringes auf 14°. Der Ring war als der rote Saum des innersten weissen Feldes der Fraunhoferschen Farbenringe anzusehen. Danach berechnete sich

der Durchmesser (d) der wirksamen Teilchen nach der für diese Ringe und folglich auch für Höfe (vgl. S. 847) geltenden Formel:

$$\sin R = 1{,}22 \frac{\lambda}{d}.$$

Als R ist $22^0 45' - 16'$ bezw. $22^0 - 16'$ zu setzen, da der Sonnenradius selbst $16'$ beträgt, als λ die mittlere Wellenlänge von weissem Licht 0,00057 mm. So erhält man d-Werte gleich $d = 0{,}00182$ bezw. $d = 0{,}00188$ mm. Diese d-Werte gelten für die kleinsten Partikelchen, die grösseren wurden zu etwa doppelt so grossen linearen Dimensionen geschätzt.

Gegen Sonnenuntergang erweiterte sich der Ring und wurde unsymmetrisch. Nach den Messungen von Riggenbach hatte R bei der Zenithdistanz Z der Sonne folgende Werte:

Z	R (innerer)	R (hellster)	R (äusserer)
$< 80^0$	10^0	14^0	22^0
80^0—89^0	13,9	16,2	23,8
89^0—93^0	17,5	19,2	24,6

Der Ring wird breiter, weil bei zunehmender Zenithdistanz das Licht mehr monochromatisch rot wird und infolgedessen λ und $\sin R$ wachsen. Der Ring war in der reineren Atmosphäre des Gebirges glänzender und längere Zeit hindurch zu sehen als in der Ebene.

Das Spektrum des Bishopschen Ringes zeigte nichts Auffallendes, das Rot war sehr stark entwickelt. Riggenbach fand, dass ausserhalb des Ringes das Himmelslicht in der Ebene polarisiert ist, welche durch Sonne, Auge und den beobachteten Punkt geht, innerhalb des Ringes dagegen senkrecht zu dieser Ebene.

Das erste Purpurlicht wurde von Kiessling als eine Fortsetzung des Bishopschen Ringes angesehen, Riggenbach hat diese Theorie durch eine grosse Menge von Messungen über das Spektrum und die Polarisation dieser beiden Erscheinungen, die nur quantitativ sich zu unterscheiden scheinen, erhärtet.

Das erste Purpurlicht ist so lange sichtbar, als die von der Sonne beleuchteten Staubteilchen noch über dem Horizont liegen. Das zweite Purpurlicht wird als der Widerschein des ersten betrachtet. Aus der Verschwindungszeit des zweiten Purpurlichtes kann man infolgedessen die Höhe der Partikelchen berechnen. Archibald fand auf diese Weise:

Zeit	Stationen Anzahl	mittlere geogr. Breite	Höhe in km
1883 Aug. 23.—27.	4	11° 12′	32
„ Sept. 2.—14.	7	12 59	24
„ Okt.	4	25 45	25
„ Nov.	11	45 33	26
„ Dez.	30	44 30	19
1884 Jan.	4	49 30	17

Die Höhe gleich nach dem Krakatau-Ausbruch betrug demnach etwa 30 km, eine Höhe, die nach einer Messung des Kapitäns der Medea am 26. Aug. 1883 von der Rauchsäule des Krakatau erreicht wurde.

Die Tiefe der Sonne unter dem Horizont beim Verschwinden des zweiten Purpurlichtes war nach Riggenbach:

1883 Aug. und Sept.	18° 1′
„ Okt.	17 42
„ Nov.	17 13
„ Dez.	15 54
1884 Mittel	11 5
1885 „	10 6
1833—37 nach Necker	12 42
1841—44 „ Bravais	13 24
1876—77 „ Hellmann	11 30

Ende August und Anfang September 1883 wurden einige Beobachtungen gemacht, welche ein so spätes Verschwinden des zweiten Purpurlichtes angaben, dass man vermuten muss, sie seien einem „dritten“ Purpurlicht zuzuschreiben. In diesem Falle wird die berechnete Höhe 25 (zu Mascat), 26 (in Venezuela) und 32 km (auf St. Helena), während, wenn die Erscheinung als zweites Purpurlicht zu betrachten wäre, 53 bezw. 67 km sich ergeben würden.

Riggenbach hat über die Dauer des Purpurlichtes folgende Statistik gegeben. Unter t ist die Zeit in Minuten nach Sonnenuntergang, unter h die Tiefe der Sonne in Graden unter dem Horizont angegeben.

	Erstes Purpurlicht							Zweites Purpurlicht						
	Beginn		Grösste Helle		Ende		Dauer	Beginn		Grösste Helle		Ende		Dauer
	t	*h*	*t*	*h*	*t*	*h*		*t*	*h*	*t*	*h*	*t*	*h*	
Winter 1883—84	18	3,1	31,5	5,2	44	7,3	26	48	7,6	62,5	9,8	97	15,5	49
Sommer 1884. .	24	3,9	27	4,3	38	5,7	14	42	6,3	—	—	—	—	—
Herbst 1884 . .	17	3,4	21	4,0	32	5,9	15	33	6,2	36	6,7	41	7,5	8
Winter 1884—85	20	3,4	24	4,1	38	6,3	18	46,5	7,6	49,5	8,1	68,5	11,1	22
Sommer 1885 . .	12,5	2,3	22	3,5	38	5,6	25,5	48	6,6	57,5	7,7	62,5	8,3	14,5
Herbst 1885 . .	12	2,6	20	3,5	32	5,8	20	37	6,8	46,5	8,4	65	11,4	28
Winter	19	3,3	28	4,7	41	6,8	22	47	7,6	56	9,0	83	13,3	36
Sommer. . . .	18	3,1	24,5	3,9	38	5,7	20	45	6,5	57,5	7,7	62,5	8,3	17,5
Herbst	14,5	3,0	20,5	3,8	32	5,9	17,5	35	6,5	41	8,3	53	9,5	18
Jahr	16,5	3,1	23,5	4,0	36	6,5	19,5	40,5	6,8	49	8,3	63	10,2	22,5

Aus dieser Statistik scheint hervorzugehen, dass der Winter am günstigsten für die Entwickelung dieser Erscheinung ist, da der *h*-Wert für das Ende der Purpurlichter in dieser Jahreszeit am höchsten ist. Danach kommt der Herbst und dann der Sommer, im Frühling sind sie am wenigsten zu beobachten. Dies hängt vermutlich mit der relativen Feuchtigkeit am Beobachtungsorte (Basel) zusammen, welche denselben Gang hat. Dieser Umstand deutet, wie viele andere, darauf hin, dass die Purpurlichter hauptsächlich auf die in den oberen Schichten der Atmosphäre kondensierten Wassertröpfchen zurückzuführen sind.

Wie erheblich das Purpurlicht in dieser Zeit gegen gewöhnliche Verhältnisse verstärkt war, geht aus folgender Statistik über seine Intensität von Riccò hervor; unter Beob. steht die Anzahl von Beobachtern:

		1. Purpurl.	Beob.	2. Purpurl.	Beob.
1883	Dez.	8	9	8,2	8
1884	Jan.	8	5	8	5
	Febr.	5,4	10	2,2	9
	März	5,2	5	2,2	4
	April	3,3	14	0,9	13

Die Intensität des zweiten Purpurlichtes ändert sich nahezu wie das Quadrat der Intensität des ersten Purpurlichtes. Dieses Verhalten ist zu erwarten, da das erste Purpurlicht auf einer einmaligen, das zweite auf einer zweimaligen Reflexion des Sonnenlichts an den suspendierten Staubteilchen beruht.

In den Wintermonaten 1884—1885 und 1885—1886 war noch eine kleine Zunahme des Purpurlichtes zu konstatieren. Diese rührt von den im Winter (in Italien) gewöhnlicheren Cirrus-Schleiern her.

Auch über die Höhe des ersten Purpurlichtes hat Riggenbach Beobachtungen veröffentlicht, deren Mittelwerte (aus 76 bezw. 35 Messungen) in folgender Tabelle wiedergegeben sind.

Tiefe der Sonne	Oberer Rand		Unterer Rand		Breite
	Winkelhöhe	Höhe	Winkelhöhe	Höhe	
2,25°	16°	2,6 km	16°	2,6 km	0°
2,5	25	3,5	13	3,2	12
3,0	28	5,4	9	4,5	19
3,5	34	7,9	7,5	6,2	26,5
4,0	33	10,6	6	7,7	27
4,5	26	13,4	5,5	9,5	20,5
5,0	20	16,0	5	11,3	15
5,5	16	18,6	3	11,3	13
6,0	12	20,7	—	—	—
6,5	8	21,4	—	—	—

Die Höhe nimmt zu, während die Sonne unter den Horizont sinkt. Das Purpurlicht besteht aus zwei Teilen, 1. dem eigentlichen Purpurlicht mit roten und orangefarbenen Strahlen, die, wie das Licht des Bishopschen Ringes senkrecht zu dem Radius nach der Sonne teilweise polarisiert sind, und 2. dem gewöhnlichen Himmelslicht mit hauptsächlich grünen und blauen Strahlen, die parallel zum genannten Radius polarisiert sind.

Polarisation des Himmelslichtes. Im Jahre 1809 entdeckte Arago, dass das blaue Himmelslicht teilweise polarisiert ist. Man kann diese Thatsache mit Hilfe eines gewöhnlichen Nicols konstatieren. Arago benutzte dazu ein Instrument, welches einen aus mehreren planparallelen Glasplatten, die schräg zur Sichtlinie liegen, zusammengesetzten sogenannten Glasstapel enthielt. Später wurde bei solchen Beobachtungen meist ein Savartsches Polariskop benutzt. Dasselbe besteht aus einem Nicolschen Prisma und zwei gleich dicken Quarzplatten, deren Flächen 45° gegen die Hauptachse geneigt sind und deren Hauptachsen gegen einander einen Winkel von 90° bilden. (Eine solche Anordnung wird unter anderem im Wildschen Polaristrobometer benutzt.) Wird teilweise polarisiertes Licht durch dieses Instrument beobachtet, so sieht

man im Gesichtsfeld eine Reihe von parallelen farbigen Interferenzstreifen, die in zwei Lagen verschwinden, in zwei anderen, die damit Winkel von 45⁰ bilden, eine maximale Intensität besitzen. Ist der mittlere Streifen dunkel, so steht die Schwingungsebene des Nicols senkrecht zur Schwingungsrichtung der einfallenden polarisierten Strahlen.

In jüngster Zeit ist von Jensen ein relativ einfaches und genaues Instrument, das Photometer von L. Weber, benutzt worden. Dasselbe besteht (Fig. 266) aus zwei Nicolschen Prismen *a* und *b*, von denen das erste entfernbar, das zweite drehbar ist; zu diesem Zweck ist es mit der Fassung *c* und der Skala *s* versehen. Davor liegt ein Lummer-Brodhunsches photometrisches Prisma *p* und eine Okularöffnung *o*. Zur Seite ist ein Knierohr eingesetzt, welches bei p_1 ein rechtwinkeliges Prisma enthält. Oberhalb des Knierohrs bei *r* kann ein Rauchglas angebracht werden. Man blickt bei *o* hinein und vergleicht die Helligkeit der durch das Hauptrohr *M* und der durch das Knierohr *N* einfallenden Lichtstrahlen. Will man die Lage der Polarisationsebene des Himmelslichtes feststellen, so entfernt man den Nicol *a* und ersetzt ihn durch ein Rauchglas von der Art, dass beim Drehen von *b* bisweilen das Licht aus *M*, bisweilen dasjenige aus *N* stärker erscheint. Bei zwei Stellungen von *b* ist die Helligkeit gleich. Die Bissectrix des Winkels zwischen diesen beiden Stellungen giebt die Polarisationsrichtung an. Um die relative Helligkeit der beiden Lichtkomponenten nach der Polarisationsrichtung und senkrecht dazu zu ermitteln, setzt man *a* wieder ein, stellt *b* in eine der genannten Richtungen ein und wählt ein Rauchglas *r* so, dass das aus *M* kommende Licht heller erscheint. Durch Drehung von *b*, bis gleiche Helligkeit eintritt, findet man für beide Fälle, um welchen Bruchteil der eine und der andere Lichtkomponent zu schwächen ist, damit sie gleich hell werden wie das aus *N* kommende Licht. Man lernt also ihre relative Stärke kennen. Um endlich die absolute Helligkeit des Himmelslichtes zu messen, stellt man vor *N* einen künstlich beleuchteten Schirm, der z. B. von 10000 cm^2 ebensoviel Licht senkrecht aussendet wie eine Normalkerze in horizontaler Richtung.

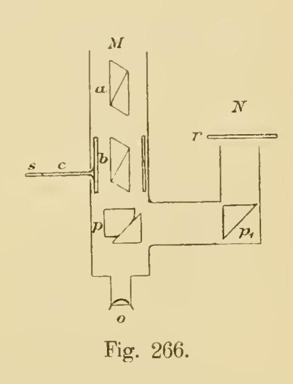


Fig. 266.

Arago fand bei seinen Untersuchungen, dass im allgemeinen das Himmelslicht senkrecht zu der Ebene polarisiert ist, welche durch das

Polarimeter, den beobachteten Punkt und die Sonne geht. Becquerel zeigte, dass die Polarisationsebene nur im Zenithpunkt genau diese Richtung hat. Die Abweichung beruht auf der Drehung der Polarisationsebene durch das erdmagnetische Feld. In der Nähe der Sonne ist die Polarisation sehr schwach. Um den sogenannten antisolaren Punkt (Gegensonne G in Fig. 267), der der Sonne S diametral gegenüber liegt, ist das Licht in der genannten Ebene (nennen wir sie Einfallsebene) polarisiert. In einem Punkte des grössten Kreises durch Zenith (Z) und Sonne (S) wird infolgedessen die Polarisation Null sein. Ein solcher sogenannter neutraler Punkt A, wurde von Arago in etwa 20—30⁰ Höhe über dem antisolaren Punkte aufgefunden.

Brewster, welcher wie Delezenne in Lille und Quetelet in Brüssel, unabhängig von Arago, aber später, die Polarisation des Himmelslichtes entdeckte, fand die wichtige Thatsache, dass der Aragosche neutrale Punkt nicht eine konstante Lage zum Gegenpunkt der Sonne hat, sondern nach Sonnenuntergang sich davon entfernt. Wenn die Sonne 11⁰5 über dem Horizont steht, so liegt nach Brewster der Aragosche Punkt gerade am Horizont, beim Untergang der Sonne hat sich der Aragosche Punkt auf 18,5⁰ Höhe gehoben, am Ende der Dämmerung ist die Entfernung des Gegenpunktes der Sonne von dem neutralen Punkt auf 24⁰ gewachsen. Kloeden und Busch fanden abweichend von Brewster, dass die genannte Entfernung vor Sonnenuntergang schwach abnahm und ein Minimum erreichte, wenn die Sonne 1,5 ⁰ unter dem Horizont stand, wonach sie schnell zu einem Maximum von etwa 24⁰ beim Unsichtbarwerden wuchs.

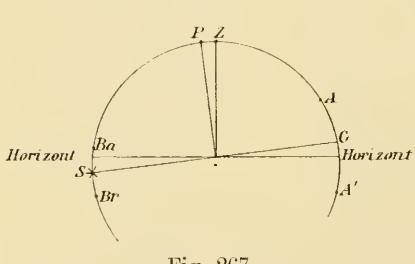


Fig. 267.

Andererseits muss die Polarisation an einigen Punkten zwischen der Sonne und ihrem Gegenpunkt ein Maximum erreichen. Diese Punkte (P) liegen nahezu senkrecht auf der Verbindungslinie Sonne—Auge, wie Arago fand. Jensen beobachtete die Polarisation des vom Zenith (Z) kommenden Lichtes bei verschiedener Sonnenhöhe. Er fand folgende ausgeglichene Mittelwerte, die bei den Einzelbeobachtungen durch Rauch und Wolken sehr stark verändert werden konnten.

Sonnenhöhe	Polarisation	Sonnenhöhe	Polarisation
— 6°	0,700	+ 26°	0,374
— 2	0,717	30	0,323
+ 2	0,681	34	0,274
6	0,650	38	0,222
10	0,579	42	0,175
14	0,528	46	0,137
18	0,477	50	0,110
22	0,425	53,8	0,102

Als Jensen diese Werte mit den für eine bestimmte Stunde berechneten verglich, fand er einen entschiedenen Gang der Differenzen, welcher für die Sommermonate (Juli) am meisten ausgeprägt war. Dieser Gang zeigt die tägliche Variation der Polarisation. Er ist nicht gross. Der Juli hat ein Maximum (0,012 über dem Mittel, um $4^h\,45^m$ nachm.). Das Minimum fällt etwa mit der höchsten Tagestemperatur zusammen um $1^h\,45^m$ nachm. und beträgt 0,017 (unter dem Mittel). Fürs ganze Jahr sind die betreffenden Werte 0,008 und — 0,010, von viel geringerer Grösse als die Störungen.

Andere neutrale Punkte sind von Babinet und Brewster aufgefunden. Der erste (Ba) dieser Punkte liegt ungefähr ebenso hoch über der Sonne wie der Aragosche Punkt über ihrem Gegenpunkt, und der zweite (Br), welcher sehr schwer zu beobachten ist, ebenso weit unter der Sonne (vgl. Fig. 267).

Vermutlich liegt ein vierter neutraler Punkt bei A', welcher noch nicht entdeckt ist, weil das Licht zu schwach ist, wenn er über dem Horizont steht.

Auch diese Punkte liegen nicht in ganz konstanter Entfernung von der Sonne. Nach Busch nimmt die Entfernung des Babinetschen Punktes von der Sonne zu, während diese sinkt, und erreicht ein Maximum beim Sonnenuntergang (Sonnenhöhe — 0,5°). Sie nimmt dann wieder etwas ab, um später bis zum Unsichtbarwerden wieder zu steigen.

Riggenbach wies nach, dass der hellste Kreis des Bishopschen Ringes unpolarisiertes Licht enthält (1886). Dieser hellste Kreis war 14° von der Sonne entfernt, eine Entfernung, die bei sinkender Sonne zunahm. In 1886 waren ebenfalls die Babinetsche und Brewstersche Punkte von der Sonne im Mittel 14° entfernt. Pernter sprach deshalb die Meinung aus, dass die beiden Punkte in normalen Jahren

die einzigen wahrnehmbaren Reste des Bishopschen Ringes seien. Der Babinetsche Punkt verschob sich in den Jahren 1886 bis 1889 um ungefähr 7° gegen die Sonne. In derselben Zeit näherte sich der Aragosche Punkt der Sonne um 2°.

Dass die Entfernung des Babinetschen Punktes von der Sonne zunimmt, wenn sie gegen den Horizont sinkt, oder wenn die Luft viel Staub enthält (1883), lässt sich offenbar auf dieselbe Ursache zurückführen. Die Polarisationsrichtung des Lichtes aus der Nähe der Sonne zeigt an, dass es von Staubteilchen reflektiert ist. Das blaue Himmelslicht ist dagegen senkrecht zur Einfallsebene polarisiert. Je weiter von der Sonne man den Beobachtungspunkt wählt, desto mehr überwiegt das blaue Himmelslicht. Es muss also einen Punkt (im Vertikal der Sonne) geben, wo die beiden Polarisationen gleich gross sind und das ist eben der neutrale Babinetsche Punkt. Je mehr reflektierende Partikelchen vorhanden sind, desto weiter muss er sich von der Sonne entfernen.

Die Polarisation des blauen Himmelslichtes ahmte Tyndall experimentell mit seinen sogenannten aktinischen Wolken nach. Bei Beleuchtung verschiedener, stark wärmeabsorbierender Dämpfe (z. B. Amylnitrat), fällt eine zarte Wolke aus sehr kleinen Tröpfchen aus, welche blaues Licht in den zum beleuchtenden Lichtstrahl senkrechten Richtungen ausstrahlt. Dieses Licht ist in einer zur Einfallsebene senkrechten Richtung sehr stark polarisiert. Diese Polarisation folgt ganz anderen Gesetzen als die Polarisation bei Reflexion an grösseren Partikelchen. Die maximale Polarisation liegt in einer zum beleuchtenden Lichtstrahl senkrechten Ebene. In anderen Richtungen ist die Polarisation geringer. Tyndall konnte sogar neutrale Punkte auffinden, die durch Mischung des „blauen" Lichtes und gewöhnlichen reflektierten Lichtes entstanden. Er hatte also eine vollkommene Analogie des Himmelslichtes gefunden. Lord Rayleigh unterwarf diese Erscheinungen einer analytischen Behandlung unter der Annahme, dass die Licht zerstreuenden Partikelchen kleiner als die Wellenlänge des Lichtes (0,00035 mm) seien und zeigte, dass die Erscheinungen vollkommen mit der Lichttheorie übereinstimmen.

Im allgemeinen war die Polarisation des blauen Himmelslichtes nach der Krakataueruption geringer als unter gewöhnlichen Umständen.

Auch bei Schneegestöber, durch welches die Sonne hindurchleuchtet, nimmt die Entfernung des Babinetschen Punktes von der Sonne stark zu.

Von Wasserflächen oder auch vom Erdboden, z. B. bei Schneebedeckung reflektiertes Licht kann den unpolarisierten Anteil des Himmelslichtes stark erhöhen.

Bei seinen Beobachtungen über die Sonnenabstände der neutralen Punkte bemerkte Busch im Jahre 1891, dass diese Abstände wieder in Zunahme begriffen waren. Da keine namhaften Vulkanausbrüche in dieser Zeit bekannt waren, richtete Busch seine Aufmerksamkeit auf die solaren Ausbrüche und fand in der That für die Periode 1886—1895 einen übereinstimmenden Gang in diesem Abstand und der Sonnenthätigkeit, was in bester Übereinstimmung mit anderen Erfahrungen steht.

Die Höhe der neutralen Punkte beim Sonnenuntergang und die Sonnenfleckenfrequenz in den Jahren 1886—1895 hat Busch in folgender Tabelle zusammengestellt:

	1886	87	88	89	90	91	92	93	94	95	Mittel
Aragos Punkt	20,1	19,7	18,4	17.8	*17,7*	20,6	19,6	20,2	**20,7**	18,8	19,4
Babinets Punkt	23,9	21,9	17,9	16,8	*15,4*	23,3	21,4	**24,2**	23,3	19,0	20,7
Sonnenflecken	25,1	19,1	6,7	*6,1*	6,5	35,6	73,8	**84,9**	78,0	63,9	

Die Entfernung der neutralen Punkte vom Horizont zeigt genau denselben Gang wie die Sonnenflecken nach Wolfers Relativzahlen, nur kommen die Minimal- bezw. Maximalwerte der Entfernungen etwas später (ungefähr 1 Jahr) als die entsprechenden Werte für die Sonnenflecken, was ja nicht all zu sonderbar erscheint. Der Sonnenstaub (vgl. S. 863) wird nämlich ebenso wie der Krakataustaub einige Zeit brauchen, um zur Erde hinunter zu fallen.

Im Wolkenlicht fand Arago keine Polarisation, Soret machte es jedoch wahrscheinlich, dass es unter Umständen polarisiert sein kann. Jensen bringt die schwache tägliche Periode der Polarisation mit der Wolkenmenge in Zusammenhang.

Soret fand bei Nebel am Horizont vier neue neutrale Punkte in der Nähe der Sonne und ihres Gegenpunktes und auf derselben Höhe wie diese (S und G). Diese neutralen Punkte waren schon früher von Cornu kurz nach der Krakatau-Eruption im Himmelslicht aufgefunden.

Cornu fand, dass bei Vollmond die Polarisation dieselbe war wie bei Sonnenbeleuchtung. Die Stärke der Polarisation nimmt nach Piltschikoff mit der Stärke des Mondlichtes ab, so dass bei Neumond die Polarisation Null ist — eine sehr eigentümliche Erscheinung, die von einigen Versuchen von Pernter bestätigt zu werden scheint.

Wenn man ein Polarimeter auf den Nordpol des Himmels einstellt, so ist das Licht dieses Punktes nach dem oben gesagten immer auf den Stundenkreis der Sonne senkrecht polarisiert. Bei der Einstellung des Polarimeters in diese Ebene kann man einen Zeiger die Drehungen des polarisierenden Apparates im Instrument mitmachen und gleichzeitig über ein Ziffernblatt gleiten lassen, dessen Rand mit den Ziffern 1—24 gezeichnet ist. Der Zeiger giebt dann die Stunde an, wenn das Ziffernblatt einmal einjustiert ist. Dieser Demonstrationsapparat, der Polaruhr genannt wurde, ist von Wheatstone konstruiert worden. Eine kleine Abweichung wird durch die erdmagnetische Drehung verursacht.

Ebenso wie die Staubpartikelchen der Luft das diffuse Himmelslicht polarisieren, so geben auch die Staubpartikelchen des Seewassers zu einer ähnlichen Erscheinung Anlass. Soret fand in der That bei Untersuchung des Lichtes im Wasser des Genfer-Sees, dass eine maximale Polarisation beobachtet wird, wenn das Polarimeter senkrecht auf die Richtung der Lichtstrahlen im Wasser eingestellt ist. Wenn die Oberfläche des Wassers durch Wellen gekräuselt wurde, so nahm diese maximale Polarisation stark ab, indem die Lichtstrahlen nicht mehr untereinander parallel waren, sondern grosse Winkel miteinander bildeten.

Hagenbach fand, dass das diffuse Licht, welches die sogenannte Luftperspektive hervorruft, ebenfalls polarisiert ist. Der blaue Dunst oder Hauch, welcher zwischen dem Beobachter und entfernten Gegenständen liegt und sie in einen weichen Schleier einhüllt, rührt hauptsächlich von polarisiertem Licht her und kann demzufolge mit Hilfe eines Nicols zum grossen Teil entfernt werden. In dieser Weise gelingt es, die Conturen entfernter Gegenstände schärfer zu sehen als ohne Zwischenschaltung des Nicols.

Das Alpenglühen. Diese prachtvolle Erscheinung, welche bisweilen an Abenden oder Morgen mit reiner Luft besonders an weissen Kalkfelsen oder schneebedeckten Bergabhängen sich zeigt, wird folgendermaassen von v. Bezold beschrieben.

„Bei einer Höhe der Sonne von etwa 2° fangen die Berge an, lebhaft rot zu werden, was sich gegen Sonnenuntergang in einer Weise steigert, die man nicht besser als eben durch das Wort „Glühen" bezeichnen kann. Sowie nun die Sonne mehr und mehr hinabsinkt, steigt der Schatten von unten an den Bergen empor, und entzieht bald auch den höchsten Gipfeln das Licht, so dass sie nun alle fast farblos grau

und kalt dastehen. Doch schon nach wenigen Minuten fangen sie wieder an, etwas heller zu werden, und zwar zuerst schwach gelblich weiss, bis sie allmählich in einen oft ziemlich lebhaften fleischroten Ton übergehen. Dieses Phänomen, das sogenannte Nachglühen, tritt immer gleichzeitig mit dem ersten Purpurlicht auf, und ist nur durch dasselbe hervorgebracht. Obwohl wieder Schatten und Licht aufs Entschiedenste an den Bergen auftreten, so sind doch alle Schatten schlecht begrenzt, wie sich bei der grossen Fläche, welche jetzt als Lichtquelle dient, erwarten lässt; diese grosse Menge diffusen Lichtes giebt der Beleuchtung etwas ungewöhnliches, magisches, wodurch sie die Phantasie des Beschauers so eigentümlich anregt. Das Verschwinden dieser Beleuchtung geschieht nicht sowohl durch das Emporsteigen von Schatten wie das erste Mal, sondern vielmehr durch ein allmähliches Abklingen der Farben. Das Fleischrot geht zuerst in einen hellen, dann immer dunkler aschfarbenen Ton über, bis endlich die Nacht hineinbricht und allem Farbenspiele ein Ende macht. Ich erinnere mich jedoch manchesmal auch noch an ein zweites, freilich sehr schwaches, doch immerhin unverkennbares Nachglühen beobachtet zu haben, welches dem zweiten Purpurlichte entspricht."

„Im Chamounithale sind besondere ausserordentlich bezeichnende Namen für diese Erscheinungen üblich. Man unterscheidet nämlich daselbst am Montblanc die „coloration brillante", welche noch von den letzten direkten Sonnenstrahlen herrührt, darauf die „teinte cadavereuse", dann „la resurrection du Montblanc", nämlich das Nachglühen, und endlich „l'extinction".

„Die Angabe der genannten Forscher (die Brüder Schlagintweit), dass sie niemals des Morgens ein Analogon des Nachglühens beobachtet hätten, ist mir geradezu unverständlich, da ich (und auch Necker), obwohl ich mich nicht gerade zu häufig vor Sonnenaufgang im Freien befunden habe, doch an jedem hellen Morgen, wo dies der Fall war, zu der entsprechenden Zeit die Berge mit rosafarbenem, ausserordentlich diffusem Lichte übergossen fand. (In Partenkirchen im bairischen Hochlande kann man diese Erscheinung am Zugspitzgebirge aufs Prachtvollste beobachten, während die grosse Wand des Wetterstein für das Nachglühen am Abend ausserordentlich günstig liegt.) Die rosa und purpurnen Töne sind des Morgens vorherrschend, während die feurigeren Tinten, das Orange und das Rote, wie man es des Abends beobachtet, weit sparsamer vertreten sind, und gewiss mit vollem Rechte als Vorboten schlechten Wetters betrachtet werden."

Amsler will diese Erscheinung in anderer Weise erklären. Beim Sonnenuntergang an klaren Abenden entsteht eine heftige Strahlung der Erde, so dass sich die untere Luft schnell abkühlt. Es bildet sich eine starke Temperaturinversion aus, welche eine Art Kimmung zu Folge hat. Die Sonne, welche schon unter den Horizont gesunken war, erscheint dann wieder. Diese Wahrnehmung soll nicht selten in den Alpengegenden gemacht werden. Amsler giebt sogar an, er habe von Righi aus die Sonne nach ihrem Untergang zweimal wieder auftauchen und untergehen gesehen. Das Nachglühen der Alpen sollte von der direkten Beleuchtung durch die wiederauftauchende Sonne herrühren.

Da nun das erste Purpurlicht etwa 15—40 Minuten nach dem astronomischen Sonnenuntergang eintritt, ist es leicht, die ältere Theorie zu prüfen. Diejenige von Amsler könnte durch Beobachtungen über das gleichzeitige Wiederauftauchen der Sonne und Eintreten von Nachglühen geprüft werden. Die v. Bezoldsche Schilderung des Nachglühens, ebenso wie die Messungen von R. Wolf, sind nicht für die Amslersche Theorie günstig.

Die Intensität des Himmelslichtes. Während das von der Atmosphäre durchgelassene Licht, wie die oben angeführten Messungen von Abney und Langley zeigen, prozentisch viel weniger blaue Strahlen enthält als das ungeschwächte Sonnenlicht, muss natürlich das umgekehrte für das diffus reflektierte Himmelslicht gelten. Dies ist auch der Grund der blauen Farbe des diffusen Himmelslichtes.

Zum Verständnis des blauen Himmels versuchte man erst physiologische Erklärungsgründe herbeizuziehen. Ein Teil Wahrheit liegt diesen Versuchen zu Grunde, indem das Auge für schwache Lichteindrücke bei blauen Tönen empfindlicher als bei roten Tönen ist. Deshalb haben die vom Mondlicht beleuchteten Gegenstände einen bläulichen Ton, was auch auf Gemälden stark hervorgehoben wird. Dies ist der Fall, obwohl das Mondlicht nicht bläulich, sondern gelblich gefärbt ist. Langley, der dies untersucht hat, vergleicht den Farbenton der Mondoberfläche mit derjenigen von gelbem Sandstein.

Dieser physiologische Umstand bedingt jedoch nur einen äusserst geringen Teil der Blaufärbung des Himmels und die unvergleichlich wirksamste Ursache der blauen Farbe des Himmels ist in Lord Rayleighs Theorie zu finden. Die erste Beobachtung, welche zu dieser Theorie führte, wurde von Forbes gemacht, welcher sah, wie die Sonne durch einen Dampfstrahl dicht über dem Sicherheitsventil eines Dampfkessels gesehen, stark rot gefärbt erschien. Gesehen durch den Teil des

Dampfstrahls, in welchem grössere Wassertropfen vorkamen, erschien die Sonne weisslich. Tyndall verbesserte diese Beobachtung, indem er die aktinischen Wolken studierte. In jüngster Zeit hat Pernter eine sehr eingehende experimentelle Untersuchung über diesen Gegenstand ausgeführt, wobei er das Rayleighsche Gesetz prüfte. Er benutzte Emulsionen, die er durch Eingiessen von alkoholischen Lösungen von Mastix in Wasser bereitete. Diese Emulsionen wurden beim Stehen weisslicher (nach 48 Stunden). Durch Veränderung der zugesetzten Mastix- und Alkoholmenge konnte er Emulsionen von verschiedenen Farben, von tiefblau bis milchweiss, erhalten. Die Emulsion befand sich in einem Glastrog und wurde mittelst einer elektrischen Lampe von vorn beleuchtet. Das Licht durchstrich vorher einen Prismensatz, wobei verschiedene Farben abgeblendet werden konnten. Das zur Seite ausgestrahlte Licht wurde mit einem Polarimeter von Cornu untersucht. Die Polarisation zeigte sich nun um so geringer, je milchiger die Emulsion erschien, d. h. je grösser die reflektierenden Teile waren. Bei schön blauen Emulsionen war das Grün am stärksten, das Rot am wenigsten polarisiert. Dasselbe gilt für das Himmelslicht. Bei stark weisslichen Tönen ist das Rot am stärksten, das Blau am wenigsten polarisiert. In diesem Fall sind die reflektierenden Teilchen noch klein gegen die Wellenlänge des roten Lichtes, dagegen verhältnismässig gross gegen diejenige des blauen. Erst wenn die trübenden Teilchen im Verhältnis zur Wellenlänge des Lichtes klein sind, ist die Rayleighsche Theorie anwendbar, und dann ist alles Licht vollkommen polarisiert. In Wirklichkeit ist dies nie erfüllt, und die Stärke des diffus reflektierten Lichtes ist infolgedessen nicht streng der vierten Potenz der Wellenlänge umgekehrt proportional.

Zum Studium des Himmelslichtes hat Crova ein Spektrophotometer benutzt. Zwei Spektra, das eine von dem Lichte eines Punktes des Himmels, das andere von einem Carcelbrenner herrührend, erschienen im Spektroskop gleichzeitig übereinander. Durch Drehung eines von zwei Nicols, die in den Weg des künstlichen Lichtes geschaltet waren, konnte er dasselbe beliebig abschwächen, bis die Helligkeit einer bestimmten Farbe in den beiden Spektra gleich war. In derselben Weise konnte er direktes (abgeschwächtes) Sonnenlicht mit dem Licht der Lampe vergleichen. So konnte er alle Beobachtungen auf die relative Stärke des Sonnenlichtes in verschiedenen Teilen des Spektrums reduzieren. Einige ähnliche Messungen waren schon in England von Lord Rayleigh und in Potsdam von Vogel ausgeführt worden. Crova setzte die Relativzahl für $\lambda = 0{,}565\ \mu$ gleich 1 und erhielt so für die Stärke des

Himmelslichtes vom Zenith im Vergleich zum Sonnenlicht folgende Zahlen (vgl. S. 501):

λ	0,635	0,600	0,565	0,530	0,510 μ
$(0{,}565:\lambda)^4$	0,627	0,786	1,000	1,281	1,506
England (Rayleigh)	0,586	0,786	1,000	1,303	1,515
Potsdam (Vogel)	0,630	0,760	1,000	1,260	1,460
Montpellier Jan. 1890	0,491	0,702	1,000	1,360	1,800
„ Mittel 1890	—	0,713	1,000	1,300	—
Mont Ventoux 3. Sept. 1890	0,421	0,662	1,000	1,320	2,074
„ „ 3. Aug. 1890	0,737	0,824	1,000	1,120	1,302

Die Beobachtung von Lord Rayleigh stimmt recht gut mit der Theorie überein. Man kann indessen Fälle auffinden, in welchen das Blau des Himmels weniger ausgeprägt ist, als die Theorie verlangt, z. B. in Potsdam und noch mehr in den Ziffern von Mont Ventoux vom 3. Aug. 1890. Diese Daten waren absichtlich an einem Tage aufgenommen, an dem das Himmelslicht sehr blass erschien. Das andere Extrem findet man repräsentiert in der Beobachtung vom Mont Ventoux vom 3. Sept. 1890, an welchem Tag der Himmel äusserst rein blau war. In derselben Richtung bewegen sich die Ziffern vom Jan. 1890, die in Montpellier gewonnen sind. Diese Abweichung von den Forderungen der Theorie glaubt Crova darauf zurückführen zu können, dass die reflektierenden Partikelchen nicht alle gleich gross sind, und dass an den sehr klaren Tagen die sehr kleinen Partikelchen Übergewicht haben, an den Tagen mit blassem Himmel dagegen die gröberen.

Das reinste Himmelsblau zeigt (in Montpellier) der Winter, besonders Januar, fast ebenso rein Herbst und Frühling, der Sommer hat einen weisseren Himmel. Der Unterschied ist jedoch nicht sehr gross. Am Morgen ist der Himmel am reinsten, danach am Abend, zur Mittagszeit ist er mehr weisslich.

Mit Hilfe des oben beschriebenen Photometers hat L. Weber die Stärke der Tageshelle zu verschiedenen Jahreszeiten mit derjenigen einer in bestimmter Weise beleuchteten Milchglastafel verglichen. Er fand auf diese Weise, dass in Kiel die mittlere Tageshelle der Sommersonnenwendezeit (am Mittag) elf mal heller ist als die der Wintersonnenwendezeit.

Irrlichter oder Irrwische. Unter diesen Namen versteht man eigentümliche kleine Flammen, welche besonders über sumpfigen Stellen

erscheinen. Viele haben Zweifel über das Vorkommen dieser Erscheinung geäussert, jedoch giebt es so viele gut verbürgte Mitteilungen über ihr Auftreten, dass man wohl ihre Realität zugeben muss. Müller-Erzbach hat vor Kurzem die betreffenden Angaben gesammelt. Eine der sichersten älteren Beobachtungen ist diejenige von Bessel, welcher am 2. Dezember 1807 früh morgens bei vollkommener Dunkelheit und regnerischem Wetter einige hunderte solche Flämmchen beobachtete. Bessel sass in einem Boot und sah die Flämmchen in etwa 20 Schritt Entfernung über einem ausgegrabenen Moorgrunde, der teilweise mit Wasser bedeckt war, aufsteigen. Sie hatten eine bläuliche an diejenige der Wasserstoffflamme erinnernde Farbe von äusserst geringer Lichtstärke, indem sie den Boden nicht erleuchteten. Sie brannten etwa 15 Sekunden und einige derselben schienen sich gruppenweise seitwärts zu verschieben. Diese Verschiebung wird meist als nur scheinbar angesehen und soll darauf beruhen, dass einige Flämmchen von unten nach oben verlöschen, während neue Flämmchen in der Nachbarschaft auftauchen. Diese Irrlichter wurden bei Bremen beobachtet.

Diese kleine Flämmchen, die oft nur Kerzenflammengrösse besitzen, kommen meist in grosser Menge gleichzeitig vor. Bisweilen beobachtet man grössere (meterhohe) Flammen, die dann vereinzelt oder in geringer Zahl vorkommen. Tschudi sah über einem Sumpf in Brasilien an einem regnerischen Dezemberabend ein rotgelbes, einer Pechfackel ähnelndes, 15 Minuten dauerndes Licht, das von mehreren, bald erlöschenden, bald wieder auftauchenden kleinen Flämmchen umgeben war. A. v. Humboldt erzählt, dass in Cumana, Venezuela, grössere in weiter Entfernung bei Nacht sichtbare Flammen häufig auf den Wiesen beobachtet wurden, welche jedoch das dürre Gras nicht anzuzünden vermochten. In den meisten Fällen scheinen sie keine merkliche Wärme noch Geruch zu entwickeln. So z. B. steckte List seine Hand in eine Irrlichtflamme im Fuldathal, ohne Wärme zu fühlen, Brakenhoff wollte eine Irrlichtflamme auf einem Moor in Oldenburg mit der Hand greifen, sie erlosch dabei, er fühlte keine Wärme. Knorr, später Professor der Physik in Kiew, beobachtete auf einer feuchten Wiese an der Elster mehrere Irrlichter. In einer derselben, eine aussen violette, innen schwach gelbe Flamme von 1,5 Zoll Breite und 5 Zoll Höhe, liess er während einer Viertelstunde den messingenen Beschlag seines Stockes hineinragen, der jedoch dadurch nicht erwärmt wurde. Dagegen gelang es Filopanti, der ein Stück Werg mit seinem Stock in eine über 10 cm breite, schwach rauchende Irrlichtflamme in der Nähe von Bologna hin-

einsteckte, dasselbe zu entzünden. Diese Beobachtung scheint recht alleinstehend zu sein.

Da es Gase, z. B. ein Phosphorwasserstoffgas, giebt, welche sich beim Entweichen in der Luft von selbst entzünden, glaubte man früher, dass die Irrlichter durch Phosphorwasserstoff enthaltende Gase, die von vermodernden organischen Körpern herrührten, verursacht seien. Gegen diese Ansicht streitet die Geruchlosigkeit, die Abwesenheit von festen Verbrennungsprodukten und der Mangel an Wärmeentwickelung, da Phosphorwasserstoff stark riecht und einen dicken Rauch von Phosphorsäure unter starker Wärmeentwickelung abgiebt. In vielen Beziehungen ähneln die Irrlichter den Elmsfeuern, die auch weder Wärme noch Rauch geben, dagegen nach Ozon riechen. Ausserdem sind die Irrlichter in Deutschland am häufigsten im Winter und bei Niederschlag ganz wie das Elmsfeuer (vgl. S. 585 u. 587). Häufig werden sie auch an gewitterreichen Tagen beobachtet. Obwohl einige Beobachter, wie Brakenhoff, die bald nach Irrlichtern Elmsfeuer gesehen haben, sie ganz andersartig fanden, hält sich daher bei Vielen die Ansicht, dass die Irrlichter eine Elmsfeuererscheinung auf flacher Erde seien. Die Irrlichter scheinen zufolge der fortschreitenden Drainierung des Bodens seltener zu werden.

XVI. Atmosphärische Elektrizität.

Methoden. Durch die Untersuchungen Franklins und seiner Nachfolger war es erwiesen, dass ein mit Spitzen versehener Drachen Elektrizität aus den Wolken ansammelt. Es zeigte sich bald bei ähnlichen Versuchen, dass die Anwesenheit von Wolken gar nicht nötig war, man sammelte folglich Elektrizität aus der Luft auf. Man richtete sich zum Studium dieser Erscheinung erst so ein, dass man am unteren Ende einer isolierten Blitzableiterstange ohne Erdleitung ein Elektroskop anbrachte. Zur Verhütung von Unglücksfällen war dieses Ende mit einer Kugel versehen, der in geringer Entfernung eine andere zur Erde abgeleitete Kugel gegenüber stand, so dass starke Ladungen zur Erde übergehen konnten.

Bald fand man, dass die Wirkung der Blitzableiterspitzen ziemlich unregelmässig ist. Man ging dann zu folgender Beobachtungsmethode über, welche von Lamont, Dellmann, Peltier und Quetelet benutzt wurde. Eine auf einer isolierenden Stange befestigte Hohlkugel aus Metall wurde in die Höhe gehoben (gewöhnlich über das Dach des Beobachtungshauses). Wenn sie eine bestimmte Höhe erreicht hatte, wurde sie mittelst eines Metalldrahtes kurze Zeit zur Erde abgeleitet, dann in isoliertem Zustand in das Beobachtungszimmer hinuntergebracht und mit einem Elektrometer in Verbindung gesetzt. Der Ausschlag des Elektrometers war der Ladung der Kugel proportional.

Wie wir unten sehen werden, ist die Erdoberfläche mit negativer Elektrizität geladen. Die Kugel kann während ihrer Ableitung zur Erde als eine auf derselben angebrachte Spitze angesehen werden, auf welcher die Elektrizität sich vorzugsweise ansammelt. Die Ladung der Kugel ist der Dichte (μ) der Ladung der Erde proportional, welche nach der Beziehung:

$$\mu = -\frac{1}{4\pi}\frac{dV}{dn}$$

dem Potentialfall dV/dn der Elektrizität in der Luft proportional ist.

Es ist eigentlich dieser Potentialfall (Zunahme des Potentials in Volt pr. Meter Höhe), den man bei luftelektrischen Messungen zu bestimmen sucht. Wenn man in der letzten Formel μ in elektrostatischen Einheiten pr. cm^2 zählt, so muss man das Potential in den entsprechenden Einheiten (jede gleich 300 Volt) und die Höhe n in cm. rechnen.

Beobachtet man nicht an der Erdoberfläche, sondern höher in der Luft, so hat man unter μ die Elektrizitätsmenge zu verstehen, welche in einer vertikalen und von dem Beobachtungspunkte bis zur Erdoberfläche reichenden, die Erdoberfläche einschliessenden Säule von 1 cm^2 Querschnitt sich befindet. Steigt demnach dV/dn mit der Höhe, so ist μ grösser als an der Erdoberfläche, d. h. über der Erdoberfläche befindet sich ebenso wie auf ihr selbst eine negative Ladung. Nimmt dagegen dV/dn mit zunehmender Höhe ab, so enthält die Luft unter dem Beobachtungspunkt positive Elektrizitätsmengen. Wenn man also dV/dn auf verschiedenen Höhen bestimmt, so kann man die elektrische Ladung sowohl der Erdoberfläche als auch der Luft in verschiedener Höhe ermitteln.

Zur Auswertung der Zunahme dV/dn des Potentials mit der Höhe, muss man das Potential an einem bestimmten Punkt in der Luft messen können. Zunächst haben Spitzen, obgleich in sehr unvollkommenem Grade, die Eigenschaft durch Ausströmung von Elektrizität (annähernd) das Potential der umgebenden Luft anzunehmen. Viel besser funktioniert eine Flamme (Volta), z. B. die einer gewöhnlichen Stearinkerze, welche Elektrizität aus ihrer Spitze ausströmen lässt, bis dieselbe das Potential der Umgebung angenommen hat. In ähnlicher Weise, aber weniger sicher wirkt eine rauchende Lunte. Da ein Licht leicht durch den Wind gelöscht wird, hat man in jüngster Zeit diese Vorrichtungen mit gutem Erfolg durch in Lösungen von radioactiven Substanzen (Uranium, Radium, Polonium) getränktes Papier ersetzt. Exner giebt an, dass auf diese Weise präpariertes Polonium-Papier seine Empfindlichkeit mehrere Monate hindurch erhält.

Diese letzten Einrichtungen sind bei transportablen Apparaten sehr brauchbar. Bei festen Stationen kann man den Wasserkollektor von Lord Kelvin benutzen. Dieser besteht aus einer mit einer Ausflussöffnung versehenen wassergefüllten Flasche. Der ausfliessende Wasserstrahl zerreisst an einem bestimmten Punkt in kleine Tropfen, die so lange Elektrizität mitführen, bis das Potential des Gefässes gleich demjenigen der umgebenden Luft an der Zerreissungsstelle des Wasserstrahles geworden ist.

Man kann nach einer der angegebenen Methoden einem Körper das Potential der Luft an einer bestimmten Stelle erteilen. Setzt man diesen Körper in leitende Verbindung mit einem Elektrometer, so kann man folglich das Potential an dem gegebenen Punkte ausmessen.

Als Elektrometer benutzte man früher ein Modell von Dellmann, in neuerer Zeit sind das Thomson-Mascartsche Instrument für genauere Beobachtungen, das Elektrometer von Exner bei Beobachtungen auf Reisen, am meisten gebräuchlich. Beim Exnerschen Elektrometer (Fig. 268) wird der Ausschlag zweier Aluminium-Blättchen *b* beobachtet, die an den vertikalen Metallstreifen *s* geklebt sind. *s* trägt den Metallknopf *K*, das ganze ist von einem zur Erde abgeleiteten cylindrischen Metallgehäuse *M* umgeben. *s* ist oben (oder in neueren Instrumenten unten) vermittelst eines guten Isolationsmittels (am besten Bernstein) in *M* eingesetzt. Wenn das Instrument nicht benutzt wird, schiebt man die Metallbacken *DD* zum Schutze der Blättchen *bb* hinein. Am Gehäuse *M* ist ein mit Klemmschraube *L* versehener Metallansatz und darin ein Stab zum Aufstellen des Instruments angebracht. Die gläsernen Seitenplatten des Cylinders sind zum grössten Teil mit Stanniol beklebt. Auf der einen ist der Platz für eine eingravierte Skala freigelassen, an der man den Ausschlag der Blättchen abliest. Eine empirisch entworfene Tabelle giebt das einem bestimmten Skalenteile entsprechende Potential an.

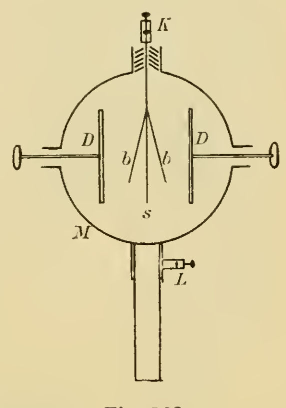


Fig. 268.

Bisher herrschte grosser Mangel an luftelektrischen Messungen, weil es an einem registrierenden Elektrometer fehlte. Diese Lücke ist jetzt von Benndorf ausgefüllt worden. Fig. 269 zeigt das von ihm konstruierte selbstregistrierende Elektrometer, welches in letzter Zeit schnell Eingang in geophysische Institute gefunden hat.

Rechts sieht man eine Uhr *U*, welche alle 10 Minuten einen Kontakt in der Leitung von den unten stehenden Leclanché-Elementen *L* schliesst. Der Strom geht durch eine elektromagnetische Drahtspule (unterhalb *S*), welche einen Anker *A* anzieht, der einen in dem Elektrometer *E* befindlichen mit der Elektrometernadel verbundenen Zeiger *Z* gegen einen Papierstreifen *P* drückt. Während des Stromschlusses, der etwa 5 Sekunden dauert, macht *Z* eine Marke auf dem Papierstreifen.

Wenn der Kontakt aufgehoben ist, schiebt der Anker A den Papierstreifen P, welcher sich allmählich von der Rolle R abwickelt, ein Stück weiter. Das Elektrometer E ist ein gewöhnliches Quadrantenelektrometer mit bifilar aufgehängter Nadel, die durch ein in die freie Luft hinausragendes Radiumpräparat das Potential der Luft annimmt. Die Quadranten werden mit einer Batterie von Kalomelelementen, die keinen merklichen Temperaturkoefficienten besitzen, geladen. Die Elektrometernadel macht einen grössten Ausschlag von etwa 45 mm nach jeder Seite. Durch Verschiebung der Bifilaraufhängung, sowie durch Änderung der Anzahl der Kalomelelemente kann die Empfindlichkeit nach Belieben geändert werden.

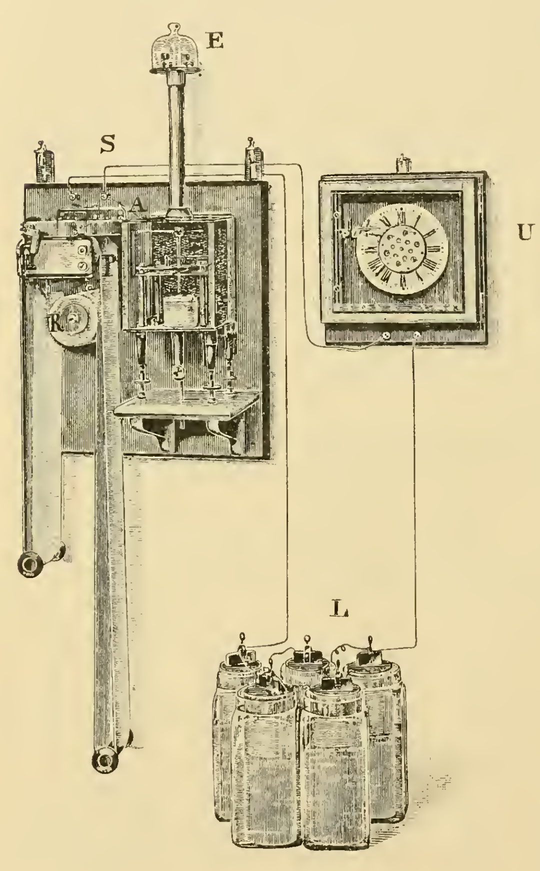


Fig. 269.

Eigentlich sollte man das Potentialgefälle nur über glattem Erdboden bestimmen. Um Häuser, Bäume, Bergspitzen u. s. w. nehmen die Potentialflächen (vgl. Fig. 270) einen sehr unregelmässigen Verlauf an, so dass es unmöglich ist, den Absolutwert des Potentialfalles pro Meter in der Nähe solcher Gegenstände zu bestimmen. Zur Bestimmung von Relativwerten sind dagegen solche Punkte sehr wohl verwendbar. Der Potentialunterschied zwischen einem solchen Punkt und der Erde ist nämlich dem gleichzeitigen Potentialfall pro m proportional. Man bestimmt also ein(oder zur Kontrole einige)mal den absoluten Betrag des Potentialfalles auf offenem Felde und gleichzeitig das

Potential an einem bestimmten Punkte der Beobachtungsstation, wobei dasjenige der Erde wie gewöhnlich, gleich Null gesetzt wird. Daraus berechnet sich der Korrektionsfaktor, mit dessen Hilfe man eine Bestimmung des Potentiales an diesem Punkt in eine des Potentialfalles zur selben Zeit umrechnen kann. Gewöhnlich wählt man als solchen Punkt einen Platz vor einem Fenster, wo der Kollektor eine genau fixierte Lage hat. Bisweilen nimmt man zur Vermeidung von Extremwerten mehrere solche Punkte längs eines horizontalen nichtleitenden Stabes.

In letzter Zeit haben die Beobachtungen des Potentialfalles bei Luftschifffahrten grosses Interesse erregt. In diesem Fall hat man nicht wie bei gewöhnlichen Beobachtungen die Möglichkeit, das Potential der Erde zum Vergleich (Nullpunkt) zu nehmen. Man benutzt daher zwei Kollektoren, die in bestimmter vertikaler Entfernung (h) von ein-



Fig. 270.

ander aufgehängt sind, und beobachtet die Potentialdifferenz (V) zwischen diesen. Der Quotient $V:h$ ist in diesem Fall der Wert des Potentialfalles. Auch hat man Einrichtungen getroffen, dass h leicht verändert werden kann. Man hat vielfach Befürchtungen geäussert, dass der Ballon eine ähnliche störende Rolle spielt wie die Erhebungen am Boden, oder sogar durch Eigenladungen (durch unvermeidliche Reibungen des seidenen Ballonstoffes) oder mangelhafte Isolation die Beobachtungen unsicher macht. Durch Kontrolproben mit Kollektoren, die in verschiedener Entfernung vom Ballon und in horizontaler Richtung von der Gondel angebracht waren, sowie Isolationsproben ist man jedoch zu der Ansicht gelangt, dass diese Störungen vernachlässigt werden können (Tuma). In jüngster Zeit sind wiederum die Beobachtungen im Ballon wegen der Leitfähigkeit der Luft angezweifelt worden (vgl. S. 901).

Geographische Verteilung der Luftelektrizität. Man hat auf diese Weise eine grosse Menge von Beobachtungsmaterial gesammelt,

wovon leider das ältere nur aus Relativzahlen besteht. Es sind eigentlich nur die Reisebeobachtungen von Elster und Geitel, sowie Exner und seinen Schülern, denen man die noch unvollständigen Kenntnisse über den Potentialfall an verschiedenen Punkten der Erdoberfläche zu verdanken hat.

Für Wolfenbüttel fanden Elster und Geitel Werte des Potentialfalles (in Volt pr. Meter), welche zwischen 80 im Sommer und 400—500 im Winter liegen. Die Werte sind nur bei reinem Himmel beobachtet, Wolken üben eine sehr störende Einwirkung aus. Bei wolkenbedecktem Himmel kommt es vor, dass das Potential anstatt wie bei schönem Wetter mit der Höhe zu steigen, einen umgekehrten Gang zeigt, und häufig springt der Potentialfall bei solchen Gelegenheiten von ausserordentlich grossen negativen zu ebenso grossen positiven Werten über oder umgekehrt.

Die Störung durch Wolken ist am grössten bei Schnee und Regenfällen, besonders bei Gewitterregen. Ebenso störend wirken Rauch und Staub, besonders Wasserstaub von Wasserfällen, welcher häufig stark negative Luftelektrizität, d. h. Abnahme des Potentials nach der Höhe, verursacht (Lenard).

Bei nebligem Wetter beobachtet man häufig sehr starke positive Luftelektrizität.

Elster und Geitel fanden bei schönem Wetter, dass die Luftelektrizität mit steigender Durchsichtigkeit der Luft abnimmt. Ist e die Entfernung in Kilometern, in welcher noch ein bestimmter Gegenstand sichtbar war, so fand folgender Zusammenhang statt:

$e =$	0,67	1,75	5,25	16,67 km
$dV/dn =$	378	298	122	141 V/m.

Exner fand bei schönem Wetter für eine Beobachtungsstation auf Ceylon 57 Volt pr. m im Januar und Februar, für Luxor in Oberägypten im Monat März 128 Volt pr. m. Gockel fand in Biskra für den Monat März einen Wert von etwa 105 Volt pr. m und Benndorf für Tomsk in Sibirien während des Monats Februar 145 Volt pr. m, jedoch unter ungünstigen äusseren Umständen. Bei Beobachtungen in Polarländern hat man sich häufig vergeblich bemüht, einen Potentialfall in der Luft nachzuweisen. Dies beruht wahrscheinlich auf Schwierigkeiten, genügende Isolation für den Kollektor zu schaffen; die Beobachtungen im Jahre 1882—1883 am Cap Thordsen auf Spitzbergen und Cap Horn

zeigen ein ganz ähnliches Verhalten der Luftelektrizität wie an anderen Beobachtungsorten.

Bei den ersten Versuchen, die Grösse des Potentialfalles in höheren Luftschichten mit Hilfe von Ballons (Lecher und Tuma) oder Drachen (L. Weber) zu ermitteln, fand man eine Zunahme mit der Höhe. Spätere Versuche in Ballons von André, Börnstein, Baschin, Tuma und le Cadet ergaben einstimmig eine Abnahme des Potentialfalles mit steigender Höhe. So z. B. fand le Cadet (am 11. Sept. 1897) den Potentialfall in 4000 m Höhe 11 mal, in 1150 m Höhe 3,5 mal kleiner als an der Erdoberfläche (150 Volt pr. m). Ein anderes mal (Sept. 1893) fand er folgende Potentialgefälle in Volt pr. m:

Höhe =	0	1000	4200 m
dV/dh =	120	39	11 V/m.

Börnstein und Baschin fanden bei ihren Aufstiegen das Potentialgefälle in 3000 m Höhe oder mehr so gering, dass es nicht gemessen werden konnte.

Aus diesen Beobachtungen scheint hervorzugehen, dass nicht nur die Erdoberfläche elektrisch geladen ist, und zwar mit negativer Elektrizität, sondern dass auch die Luft elektrische Ladungen enthält, welche in der Nähe der Erdoberfläche häufig negativ sind, in höheren Luftschichten aber ein positives Zeichen annehmen. Diese positive Ladung der höheren Luftschichten scheint bei zunehmender Höhe abzunehmen und die Beobachtungen über die Nordlichter deuten an, dass in den höchsten Teilen der Atmosphäre die Ladung wiederum negativ wird.

Bei diesen Beobachtungen in Ballons wechseln nicht selten die Ausschläge der Elektrometer ihre Grösse oder sogar ihr Zeichen, wodurch die Anwesenheit von verschieden geladenen übereinander lagernden Luftschichten angezeigt wird.

Tuma fand eine stark negative Ladung in einem dichten Nebel in grosser Höhe, ebenso beobachtete Baschin über einer Wolkenbank in 3700 m Höhe einen ungewöhnlich starken positiven Potentialfall, was eine bedeutende negative Ladung der Wolken zu bedeuten hat.

Ladung der Wolken und des Niederschlages. Schon Franklin fand bei seinen Drachenversuchen, dass die Wolken meist negativ, bisweilen auch positiv geladen sind. Die Beobachtung geschah so, dass man ein geladenes Elektroskop der mit dem Drachen verbundenen leitenden Schnur näherte. Elster und Geitel haben in neuerer Zeit über die Ladung des Niederschlages Versuche ausgeführt.

Sie sammelten den Niederschlag in einem leitenden isolierten Gefäss auf, welches mit einem Elektrometer verbunden war. Zum Schutz gegen die störende Einwirkung des atmosphärischen elektrischen Feldes war das Gefäss von einer oder zwei Hüllen umgeben, die zur Erde abgeleitet waren. Ebenso waren Vorkehrungen getroffen, um zu verhindern, dass die Regentropfen gegen das Gefäss spritzten. Die Ladung wurde in bestimmten Zeitintervallen (gewöhnlich jede Minute) ermittelt und danach das Elektrometer zur Erde abgeleitet.

Die Niederschläge zeigen stark abwechselnde Ladungen, sowohl positive wie negative; diese überwiegen jedoch, was mit Franklins Beobachtungen gut übereinstimmt. Während desselben Regen- oder Schneefalls wechselt nicht selten das Vorzeichen der Elektrizität. Besonders gilt dies für Niederschläge mit Gewitter, bei welchen auch ungewöhnlich hohe Ladungen anzutreffen sind.

Die oben erwähnten Beobachtungen von Tuma und Baschin führen zu demselben Resultat.

Jährliche und tägliche Schwankung der Luftelektrizität. Zur Ermittelung dieser Perioden können nicht nur die in neuerer Zeit ausgeführten Bestimmungen von Absolutwerten, sondern auch die älteren Beobachtungen der Relativwerte verwandt werden.

Was zunächst die jährliche Periode betrifft, so ist sie sehr stark ausgeprägt und zwar so, dass die Luftelektrizität im Winter ein Maximum zeigt, das gewöhnlich im kältesten Monat liegt (Januar auf der nördlichen, August auf der südlichen Halbkugel, wo Beobachtnngen aus Melbourne in Australien und Cap Horn vorliegen). Das Minimum liegt dementsprechend in der wärmsten Jahreszeit (Juni — Juli auf der nördlichen, Februar — März auf der süblichen Halbkugel).

Einen eigentümlichen Fall zeigt Batavia mit zwei Maxima. Man thäte Unrecht, diesem Umstand grosses Gewicht beizulegen, denn die fünf ersten Beobachtungsjahre, ebenso einzelne spätere Jahre, geben eine einfache Periode. Für die Luftelektrizität gilt es ganz besonders, dass man vieljährige Beobachtungsreihen sammeln muss, um den Gang dieses Elementes einigermaassen genau festzustellen.

Der Betrag der Schwankung ist (vgl. die Tabelle S. 889) in verschiedenen Reihen höchst verschieden. Als Mittelwert für Europa kann wohl die zu Wolfenbüttel beobachtete Schwankung im Verhältnis 1 : 4,6 angesehen werden. Viel grössere Schwankungen sind nicht selten, beispielsweise für Gent 1 : 14,5 und für Brüssel 1 : 10; für St. Louis in Nord-Amerika gilt nahezu dieselbe Zahl 1 : 4,7 wie für Wolfenbüttel. Niedrigere

Schwankungen zeigen Paris (1 : 2,3), Kreuznach (1 : 1,9) und Moncalieri (1 : 1,7). (Die Ziffern für Gent und Moncalieri scheinen ziemlich unzuverlässig zu sein). Viel geringer ist die Schwankung auf der in den Tauern gelegenen Bergstation Sonnblick (3106 m über dem Meer), wo die Extremwerte sich wie 1 : 1,18 verhalten.

Mit diesem Verhalten stimmt gut überein, dass auch die tägliche Schwankung der Luftelektrizität an derselben Station gering ist. Auffallend ist auch die Verspätung des Maximums und Minimums um etwa zwei Monate gegen ihre Eintrittszeit in der Ebene.

Jährliche Periode der Luftelektrizität.

	Brüssel	Kreuznach	St. Louis	Melbourne	Moncaliesi	Paris	Gent	Wolfenbüttel	Helsingfors	Sonnblick	Batavia 90—95	Kiew	Stuttgart
Jan.	**500**	**216**	**127**	25	186	**80**	**58**	391	49,7	137	96,6	151	**24**
Febr.	364	191	116	23	**202**	68	37	339	52,4	143	*86,1*	**167**	18
März	164	137	90	*22*	161	49	21	294	**57,0**	**145**	99,8	75	10
April	100	115	65	26	153	41	9	138	49,1	**145**	**116,3**	57	8
Mai	74	109	48	28	*122*	39	5	110	33,6	141	94,7	38	*8*
Juni	*50*	117	30	35	127	39	*4*	*102*	21,5	134	99,5	*29*	8
Juli	63	*113*	*27*	35	137	*36*	18	123	*16,8*	127	*82,2*	39	10
Aug.	68	119	39	**37**	*125*	50	11	121	18,8	121	95,6	*29*	11
Sept.	90	128	29	34	165	59	9	121	24,7	*119*	70,6	33	10
Okt.	162	148	69	31	132	65	23	188	27,8	*119*	97,6	50	12
Nov.	298	178	94	26	173	73	54	260	33,2	123	**113,5**	70	12
Dez.	459	192	95	26	177	**82**	44	**470**	50,3	130	108,1	109	16
Mittel	199	147	69	29	151	57	25	221	36,2	132	96,7	71	12,3

Die tägliche Schwankung zeigt zwei verschiedene Typen; den einen zeigen einige Beobachtungsstationen, wo der Gang des Potentialfalles nur eine einfache Periode besitzt. Zu dieser Gruppe gehören die hochgelegenen Orte, nämlich ein waldbekleidetes Alpenthal (St. Gilgen), wo Exner Zahlen gesammelt hat, sowie der Sonnblick und Dodabetta in Indien (2670 m) (vgl. Tabelle S. 890). Die Schwankung ist relativ gering, mit einem Minimum früh am Morgen und einem Maximum 2—4 Uhr N. M. Bisweilen ist die Tagesschwankung gar nicht ausgeprägt wie in Benndorfs Beobachtungen aus Tomsk in Sibirien und nach einigen auf Ceylon und dem indischen Ocean ausgeführten Messungen.

Ein wesentlich anderes und verwickelteres Bild geben die übrigen Beobachtungen aus niedrig liegenden Stationen, bei welchen der tägliche

Gang gewöhnlich eine doppelte Periode zeigt mit einem Maximum am Morgen kurz nach Sonnenaufgang und einem anderen am Abend nach dem Sonnenuntergang. Die Minima fallen nach Mittag in die wärmste Tageszeit und früh auf den Morgen.

Die einfache Periode zeigt sich nur in einigen wenigen Beobachtungsreihen in der Ebene, wie Paris (nach Mascart) und Lissabon. Die doppelte Periode ist in Brüssel, Dublin, Wien, Triest, Florenz, Rom, Neapel, St. Louis (Amerika), zu Cap Horn, auf Spitzbergen und in der Oase Biskra, sowie in den sechs letzteren in der Tabelle angeführten Orten beobachtet worden.

Tägliche Periode der Luftelektrizität.

V. M.	0	2	4	6	8	10	12	2	4	6	8	10 N.M.
Wolfenbüttel												
Winter . . .					*263*	327	328	357	*323*	348	376	**414**
Sommer . .					**192**	148	122	126	108	*96*	118	**123**
St. Gilgen Juli												
bis Okt. . .	89				*70*	84	87	89	**107**	100	94	93
Sonnblick . . ,					*86*	86	95	109	**114**	110	104	—
Dodabetta . .					60	86	110	**120**	119	189	115	—
Kew	7,9	*7,6*	7,6	9,5	11,2	**11,3**	9,1	8,2	*7,4*	7,6	**8,4**	7,8
Helsingfors 1890												
bis 1896 . .	36,6	30,1	*29,5*	35,7	**41,3**	*37,8*	38,5	41,6	49,0	51,9	**54,2**	47,8
Batavia . . .	125,4	110,6	*98,3*	112,8	**115,0**	53,3	*41,7*	42,0	51,2	104,0	**149,4**	142,6
Moncalieri . .	17,4	*16,1*	16,3	20,6	**20,8**	19,8	17,5	*14,8*	15,5	**19,5**	19,4	19,1
Perpignan . .	33,7	*28,5*	30,0	35,0	**43,6**	*37,6*	37,8	38,0	40,7	47,6	**49,6**	42,6
Melbourne Juli .	3,2	*2,8*	2,9	3,4	**5,3**	4,8	3,4	*2,8*	3,3	**4,5**	4,3	3,8
Melbourne Jan. .	2,7	*2,3*	2,4	**3,7**	3,5	2,2	1,8	*1,7*	1,7	2,2	2,9	**3,0**

Die tägliche Schwankung ist von der Sonne abhängig. Dies geht am deutlichsten aus den Daten für Melbourne hervor, indem das Vormittagsmaximum im Sommer (Jan.) früher, das Nachmittagsmaximum dagegen später als im Winter (Juli) eintritt. Es hat danach den Anschein, als ob das Sinken der Luftelektrizität zur Mittagszeit eine Folge der Sonnenwirkung wäre. Diese Wirkung bleibt ja auch in gewissen Fällen, nämlich auf den Berggipfeln, oder überhaupt im Gebirge aus. Man kann sich das leicht so vorstellen, dass ein Teil der negativen Erdladung, denn eine solche muss man annehmen, nachdem das Potentialgefälle positiv ist, durch die Sonnenwirkung zur Luft übertragen wird. Man nimmt auch an, dass der Staub, welcher mit den aufsteigenden Luftströmen bei Tag hinaufbefördert wird, einen Teil der Ladung der Erde mitschleppt. Durch die Einwirkung der Sonnenstrahlen wird die Luft leitend, so dass ein Teil der Erdladung auf den Staub

übergeht. So erklärt man auch die jährliche Periode, indem die Wirkung der Sonne im Sommer viel grösser wie im Winter ist. Man kann auch auf diese Weise leicht verstehen, dass die jährliche Schwankung auf hohen Bergen (Sonnblick) viel geringer ist wie in der Ebene, denn der Schauplatz aufsteigender Luftströmungen, welche die Sonne bewirkt, sind hauptsächlich die niederen Luftschichten; auch dass im Winter die Mittagsdepression geringer wie im Sommer ist, ja sogar die doppelte Schwankung beinahe oder vollständig verschwindet. Das erste ist in Wolfenbüttel der Fall, wo die doppelte Schwankung im Januar sehr wenig ausgeprägt ist; das letztere ist für Paris von Chauveau konstatiert, ebenso für Rocca di Papa (700 m) von Cancani, während das nahe gelegene Rom auch im Winter eine doppelte Periode der Tagesschwankung aufweist.

Es erübrigt noch, eine Erklärung für die Hauptperiode der täglichen Schwankung zu finden, welche ein Maximum in den Nachmittagsstunden (2—4 Uhr) und ein Minimum 12 Stunden später in der Nacht besitzt. Diese Schwankung zeigt, dass in den Nachtstunden positive oder in den Tagesstunden negative Elektrizität zur Erdoberfläche geführt wird. Da nun die Ballonfahrten eine positive Ladung in den höheren Luftschichten nachgewiesen haben, so liegt es am nächsten, eine Entladung dieser Luftschichten zur Erdoberfläche hin anzunehmen, die am grössten in der Nacht ist. Dann sinken in den Bergen und an den Küsten Luftmassen aus höheren Schichten herab und können dabei ihre Ladung der Erde abgeben; andererseits ist die Zufuhr von negativer Elektrizität durch Regen, im Sommer besonders, in den Nachmittagsstunden am grössten. Diese Ladungen werden nur einigen Punkten der Erdoberfläche zugeführt, sie verbreiten sich aber von dort aus nach allen Richtungen. Es bedarf aber noch vieler Untersuchungen, besonders über die elektrischen Ladungen des Niederschlages zu verschiedenen Tageszeiten, um uns eine sichere Kenntnis über diese Fragen zu verschaffen.

Der Einfluss des Mondes auf meteorologische Erscheinungen. In älteren Zeiten war man geneigt, dem Monde einen bedeutenden Einfluss auf die Witterung zuzuschreiben. Die Naturvölker hielten Mond und Sonne für ziemlich gleichwertig und schrieben dem Monde eine ungefähr ebenso grosse Wirkung wie der Sonne zu. Nachdem es erwiesen war, dass der Mond auf die Gezeitenerscheinung einen noch grösseren Einfluss als die Sonne ausübt, schien diese Ansicht gewissermaassen gerechtfertigt und man suchte eifrig den Mondwirkungen nach-

zuspüren. Man fand auch, dass die Stellung des Mondes einigen Einfluss auf den Luftdruck ausübt.

Diese den Gezeiten ähnliche Erscheinung ist jedoch sehr unbedeutend und lässt sich am Gang des Barometers nur in den Tropen nachweisen. In Batavia zeigt der Luftdruck zwei Maxima eine halbe bis eine Stunde nach der oberen und unteren Kulmination des Mondes, die Minima treffen sechs bis sieben Stunden später ein; die ganze Schwankung beträgt nur 0,11 mm.

Börnstein hat in einigen Beobachtungen aus den Jahren 1884—88 für Berlin, Hamburg und Wien eine einfache Periode des Barometerstandes im Mondtag nachweisen wollen.

Ferner trifft ein Luftdruckmaximum kurz nach Vollmond und ein Minimum bei Neumond zu Batavia ein Die Schwankung erreicht nicht 0,2 mm.

Diese Luftdruckschwankungen haben wegen ihrer Geringfügigkeit nur theoretisches Interesse.

Einen eigentümlichen Einfluss des Mondes hat für die Jahre 1880 und 1883 Poincaré nachgewiesen. Er findet nämlich, dass die Nordgrenze der Passate der nördlichen Halbkugel im Mittel beim nördlichen Lunistitium beinahe 10 Grade nördlicher liegt, als bei dem südlichen. Die Luftdruckdifferenz zwischen 30° und 10° N. Br. soll im ersten Fall zwei bis vier mm grösser sein als im zweiten.

Es liegt hier also eine Periode nach dem tropischen Monat vor. Dieselbe Periode hat Garrigou-Lagrange in dem Gang des Barometers in der gemässigten Zone nachzuweisen versucht. Diese Untersuchungen scheinen wohl einer Fortsetzung wert zu sein.

Andere Untersuchungen betrafen die Bewölkungs- und Niederschlagsverhältnisse. Man fand schwache Schwankungen, die aber an einander recht nahe gelegenen Stellen in entgegengesetzter Richtung verliefen, so dass keine einfachen und allgemeingiltigen Regelmässigkeiten zum Vorschein kamen.

Eine Ausnahme in dieser Beziehung machen die elektrischen und magnetischen Erscheinungen der Erde. Schon oben haben wir auf die Mondperiode beim Gewitter hingewiesen (S. 791). Es lag nahe, eine ebensolche Periode bei der Luftelektrizität nachzuweisen.

Mondperioden bei der Luftelektrizität. Ekholm und Arrhenius suchten erst eine mondtägliche Periode der Luftelektrizität und sie fanden auch eine solche, nämlich ein Minimum der Luftelektrizität etwas vor der oberen Kulmination (d. h. des höchsten

Mondstandes an einem Mondtage). Diese Periode wurde in den Daten aus Cap Horn, Helsingfors, Perpignan und Sodankylä (nördliches Finnland) nachgewiesen. Die Schwankung ist recht unbedeutend (3 bis 9 Proz.) und deshalb ziemlich unsicher.

Ganz anders verhält sich die Schwankung der Luftelektrizität nach dem tropischen Monat (27,322^d), die an den Polarstationen Cap Horn und Cap Thordsen nicht weniger als 80 Proz. des Betrages der Luftelektrizität, in Helsingfors und Pawlowsk etwa 20 Proz. erreicht. Dagegen sinkt sie für Perpignan auf etwa 12 Proz. Es scheint demnach diese Schwankung mit der Reinheit der Luft eng zusammen zu hängen.

Bei den erdmagnetischen Erscheinungen ebenso wie bei den Nordlichtern hat man eine Periode aufgefunden, deren Länge 25,93 Tage beträgt und die nicht mit der Mondstellung, sondern vielmehr mit der Drehung der Sonne in Zusammenhang steht (vgl. S. 148). Auch die Luftelektrizität ist in Bezug auf diese Periode untersucht. Die Daten aus Helsingfors und Pawlowsk deuten an, dass während des Laufes von 25,93 Tagen die Luftelektrizität zwei Maxima durchläuft, während die Periode nach dem tropischen Monat eine einfache Schwankung aufweist. Als Belege mögen folgende Daten angeführt werden. Die Ziffern sind mit Hilfe der harmonischen Analyse, wobei zwei Sinus- und zwei Cosinus-Glieder mitgenommen wurden, berechnet worden.

Tag	27,3-tägige Periode		25,9-tägige Periode	
	Helsingfors	Pawlowsk	Helsingfors	Pawlowsk
0	**214**	93	217	93
2	**213**	100	*213*	*91*
4	209	**104**	217	94
6	203	**104**	**223**	97
8	199	101	**223**	**98**
10	194	96	213	96
12	188	93	198	*92*
14	181	91	*188*	*92*
16	*175*	90	191	96
18	*175*	89	205	102
20	182	86	220	**106**
22	193	*84*	**227**	104
24	265	85	224	98
26	212	88	Epoche 1894 Jan. 17,4	

Die Schwankungen betragen nach der tropisch-monatlichen 27,3-tägigen Periode für Helsingfors 20 Proz., für Pawlowsk etwas mehr (22 Proz.). In der 25,93-tägigen Periode ist die Schwankung für Helsingfors 18 Proz., für Pawlowsk etwas geringer (16 Proz.). Die Maxima und Minima der 27,3-tägige Periode fallen in Pawlowsk 4 Tage später als in Helsingfors. Dagegen treffen die der 25,93-tägigen Periode für die beiden Stationen fast zusammen.

Zerstreuung der Elektrizität. Ein elektrisierter Körper verliert allmählich seine Ladung. Diese Erscheinung wurde schon von Coulomb (1785) untersucht. Er stellte die Regel auf, dass die Elektrizitätsverluste pro Zeiteinheit der Ladung proportional sind. Er glaubte, dass die Luft als Ableiter für die Elektrizität dient. Er fand auch, dass diese Ableitung schneller in feuchter als in trockener Luft vor sich geht und meinte danach, dass die Feuchtigkeit der Luft eine grosse Rolle bei der Elektrizitätsleitung spielt. Allmählich erkannte man aber, dass die Leitfähigkeit der feuchten Luft nur scheinbar ist, indem sie den Stützen, welche die elektrisch geladenen Körper (Konduktoren) tragen, und die immer etwas hygroskopisch sind, Feuchtigkeit abgiebt. So z. B. wurde die scheinbare Leitfähigkeit der feuchten Luft stark vermindert, wenn man die Stützen erhitzte, wodurch die (absolute) Feuchtigkeit der Luft jedenfalls nicht herabgesetzt wurde. Allmählich verbreitete sich die Ansicht, dass Luft und Gase überhaupt absolute Nichtleiter sind, und dass ihre scheinbare Leitfähigkeit nur auf der Ableitung durch Stützen und durch Staubpartikelchen in der Luft, die von den geladenen Körpern angezogen, geladen und zuletzt abgestossen werden, beruht. Diese Ansicht fand eine kräftige Stütze durch die Arbeiten von Nahrwold und Blake.

Gleichzeitig mit diesen führte aber Linss Versuche über Elektrizitätsverlust geladener Körper aus, die er als Beweise für eine wirkliche Leitung der Luft ansah. Danach wurde auch von Arrhenius aus einigen Versuchen geschlossen, dass Luft durch Bestrahlung mit ultraviolettem Licht leitend wird und die Bedeutung dieser Erscheinung für die Theorie der Luftelektrizität hervorgehoben. In neuerer Zeit ist man hauptsächlich durch die Arbeiten von J. J. Thomson und seinen Schülern zu dem Schluss gekommen, dass die Leitfähigkeit der Gase auf dem Vorhandensein freier Ionen beruht, und dass diese Ionen von einander getrennt werden können, so dass die Luft thatsächlich positiv oder negativ geladen werden kann, was früher als durch Nahrwolds Versuche wiederlegt galt. Hauptsächlich Elster und Geitel waren es,

die durch eine Reihe neuer Versuche, die Leitfähigkeit der Luft auch in nicht beleuchtetem Zustande nachwiesen.

Für diese Versuche benutzten Elster und Geitel ein Exnersches Elektrometer C (Fig. 271), in welchem die die Aluminiumblättchen X und X^1 tragende Metallwand durch Bernstein, das sich als ein vorzügliches Isolationsmittel erwiesen hat, vom Elektrometergehäuse isoliert war. An dieser Metallwand war oben ein Knopf K befestigt, in dem ein zylindrischer Körper Z, der sog. Zerstreuungscylinder (aus geschwärztem Messingblech) vermittelst eines Stieles befestigt werden konnte. Um Störungen vom äusseren elektrischen Felde möglichst zu vermeiden, stülpte man einen cylindrischen Schirm, sog. Schutzcylinder EE_1, über den Zerstreuungscylinder. Der Schirm, sowie die Aussenteile des Elektrometers waren zur Erde abgeleitet.

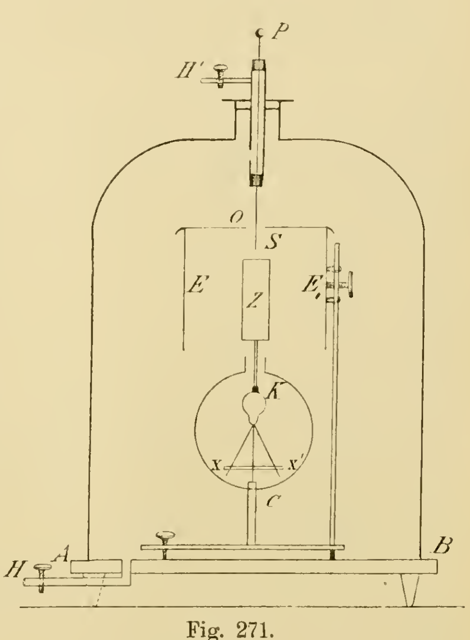


Fig. 271.

Dem Zerstreuungscylinder konnte vermittelst eines verschiebbaren Stiftes P von aussen eine Ladung zugeführt werden. Man beobachtete die Abnahme des Potentials der Aluminiumblätter XX^1, welche der Abnahme der Ladung proportional ist. Erst überzeugte man sich, dass bei Abwesenheit des Zerstreuungscylinders die Elektrizitätsverluste durch Leitung im Gase und an der isolierenden Stütze des Elektrometers so gering waren, dass sie gänzlich innerhalb der Beobachtungsfehler fielen. Dann steckte man den Zerstreuungscylinder auf und gab dem Instrument eine Ladung. Das Resultat der Beobachtung war, dass die Abnahme des Elektrometerausschlages nicht nach dem von Coulomb aufgestellten Gesetz erfolgte, sondern dass vielmehr (wenigstens bei nicht allzu niedriger Ladung) die Abnahme proportional der Zeit erfolgte (wie schon Matteucci 1850 beobachtet hatte), gemäss folgender Tabelle.

Die Luft war dabei 3 Tage in der Glocke abgesperrt gewesen.

Zeit	Volt	Abn. in 15′	Volt	Abn. in 15
0 Min.	+ 245,6	—	— 239,7	—
15	213,4	32,2	207,7	32,0
30	178,1	35,3	174,2	33,5
45	146,4	31,7	144,6	29,6
60	114,0	32,4	110,0	34,6
75	83,0	31,0	75,0	34,5

Die Abnahme war demnach gleich gross für positive wie für negative Ladung und zwar im Mittel 32,7 V. in 15 Minuten oder 2,2 V. pr. Minute. Dies lässt sich auch so ausdrücken, dass, da die anfängliche Ladung 240 V. war, der Verlust in einer Minute 0,9 Proz. der anfänglichen Ladung betrug. An dieser Zahl ist eine Korrektion anzubringen. Auf dem Zerstreuungscylinder ist nur ein Teil der Ladung, 70 Prozent der Totalladung, vorhanden. (Mit anderen Worten, die Kapazität des Zerstreuungszylinders beträgt 70 Proz. der Kapazität des Leitersystems, wovon er einen Teil ausmacht). Bei der Zerstreuung mussten also die anderen Leiterteile dem Zerstreuungscylinder Elektrizitat nachliefern, sonst wäre der Abfall des Potentials 1 : 0,7 mal grösser, d. h. in diesem Fall 1,3 Proz. pro Minute für sowohl positive als negative Elektrizität gewesen. Dieser so berechnete Abfall wird mit a bezeichnet und zwar a_+ für positive, a_- für negative Elektrizität. Der erwähnte Reduktionsfaktor ist je nach den Dimensionen der Leiterteile verschieden, für jeden Apparat aber konstant. Der Quotient $a_- : a_+$ wird gewöhnlich mit dem Buchstaben q bezeichnet.

Die Zerstreuung zeigte sich gering in frisch eingefüllter Luft, für welche sie nur etwa 0,4 Proz. beträgt, am zweiten Tage nach der Einfüllung war sie auf 1, am dritten auf 1,2, am vierten auf 1,4 Proz. gestiegen und schien sich einem Grenzwerte von etwa 2 Proz. allmählich zu nähern.

In Höhlen und Kellerräumen, wo die Luft lange stillgestanden hat, ist die Zerstreuung ausserordentlich gross. So fanden Elster und Geitel in der Baumannshöhle im Harz einen Zerstreuungsfaktor von 11 Proz. Ebert beobachtete sogar in einem Keller in München 37 Proz. für positive, 25 Proz. für negative Elektrizität, wenn der Schutzcylinder zur Erde abgeleitet war, dagegen 27 Proz. für positive, 37 Proz. für negative Elektrizität bei isoliertem Schutzcylinder. Den umgekehrten Einfluss zeigte die Ableitung des Schutzcylinders in der freien Luft, wo die entsprechenden Zahlen waren $a_+ = 0{,}51$, $a_- = 0{,}71$ Proz. mit Erdleitung und

$a_+ = 0,71$, $a_- = 0,45$ ohne Erdleitung. Wovon diese Eigentümlichkeit herrührt, ist bis jetzt nicht genügend aufgeklärt.

In ähnlicher Weise, wie es Rutherford gelungen war, die Ionen der Thoriumstrahlung aufzusammeln, gelang es auch Elster und Geitel, die Luftionen an einem 10—20 m langen Kupferdraht anzuhäufen, welcher mittelst einer kleinen Influenzmaschine bis zu einer Spannung von einigen Tausend Volt mit negativer Elektrizität geladen wurde. Die aktiven Bestandteile konnten vom Draht auf ein mit Salzsäure angefeuchtetes Papier überführt und nachher durch dessen Veraschung so stark konzentriert werden, dass sie durch eine Aluminiumfolie photographisch wirkten.

Dieser Versuch wurde von Ebert mit noch besserem Erfolg in der stark ionenhaltigen Luft (etwa 6 elektrostatische Einheiten jeder Elektrizitätsart pro m^3) des von ihm untersuchten Kellers in München ausgeführt. Auch ein ungeladener Draht, welcher 3 Wochen in dieser Luft ausgespannt war, nahm radioaktive Eigenschaften an, die allerdings relativ schwach waren.

In dieser Kellerluft luden sich auch isolierte Gegenstände negativ bis auf 8 Volt. Dieses Verhalten entspricht gänzlich dem Verhalten röntgenisierter Luft nach den Untersuchungen von Zeleny und wird durch die grössere Beweglichkeit der negativen Ionen erklärt. Wenn demnach Luft, welche gleich viele positive und negative Ionen enthält, an einer ungeladenen leitenden Fläche vorbei streicht, so kommen während einer Sekunde mehr negative als positive Ionen in Kontakt mit der leitenden Fläche, die auf diese Weise negativ geladen wird. Die negative Ladung lenkt die negativen Ionen von der Fläche ab, so dass nur ein bestimmter Grenzwert erreicht wird. Dies gilt aber nicht, wenn die Luft durch eine lange leitende Röhre gesaugt wird, die also, falls keine Ableitung durch die äussere Oberfläche stattfindet, beliebig hohe Ladungen annehmen kann.

Auf diese Weise wollen Elster und Geitel die negative Ladung der Erdoberfläche erklären. Sie müsste hauptsächlich im Walde und im Rasen der Erde zugeführt werden.

Abhängigkeit der Zerstreuung von äusseren Umständen. Elster hat eine grosse Menge Beobachtungen über die Zerstreuung der beiden Elektrizitätsarten angestellt. Er fand an Bergspitzen eine viel stärkere Zerstreuung der negativen als der positiven Elektrizität, wie folgende Daten zeigen:

	Höhe	a_+	a_-	$q = a_- : a_+$
Mte. Solaro auf Capri	585 m	0,47	6,94	14,8
Mte. Salvatore bei Lugano	909	0,53	2,17	4,1
Mte. Generoso „ „	1704	0,22	3,33	15,1
Piz Languard bei Pontresina	3220	1,09	18,48	16,9

Dieses starke Vorwiegen der negativen Zerstreuung erklärt Elster so, dass er annimmt, dass in der Nähe der stark negativ geladenen Bergspitzen eine Ansammlung von positiven Ionen stattfindet.

Ähnliche Verhältnisse zeigen eigentümlicherweise die Beobachtungen aus Spitzbergen, q ist im Mittel etwa 2,6; a_- kann bis zu 10,2 steigen (Nordwestcap 80° n. Br.) Island zeigt dagegen nach Paulsen ungefähr normale Werte der Zerstreuung, besonders der negativen. q ist im Mittel etwa 1,5 für 50 m Höhe ($a_+ = 1,4$; $a_- = 2,1$), 1,6 für 1200 m Höhe ($a_+ = 1,8$; $a_- = 2,9$). Grosse Werte zeigten weiter Küstenstationen (Tromsö $a_+ = 4,0$; $a_- = 4,4$, Capri $a_+ = 6,5$; $a_- = 7,5$), verglichen mit Binnenlandstationen (Wolfenbüttel $a_+ = 2,8$; $a_- = 2,5$; Sicilien $a_+ = 3,2$; $a_- = 4,4$; Biskra $a_+ = 2,4$; $a_- = 2,2$). Im allgemeinen scheint auch die Zerstreuung gegen den Pol hin abzunehmen. In Innsbruck hat man ein Minimum der Zerstreuung im Winter gefunden. Linss fand schon ein Maximum der Zerstreuung im Sommer, ein Minimum im Winter (vgl. unten). Abwärtssteigende Luftströmungen führen viele Ionen, besonders positive, mit (nach Beobachtungen von Czermak und Ebert). Infolgedessen nimmt die Zerstreuung bei anticyklonaler Luftbewegung und Föhnwinden stark zu. Etwas ähnliches zeigt sich meist vor Gewittern. Ebenfalls ist die Zerstreuung bei bewegter Luft grösser als bei ruhiger, besonders stark bei Bora (nach Mazelle). In dichten Waldungen ist sie besonders gering und gleich gross für beide Elektrizitätsarten. Wenn Wolken an der Sonne vorüberziehen, sinkt die Zerstreuung für beide Arten. Dies erinnert an einige Beobachtungen von Exner, wonach das Potentialgefälle bei Verfinsterung der Sonne oder kurz nach Sonnenuntergang plötzlich zunimmt.

Linss Ziffern sind folgende (geltend 8—9 V. M.):

Jan.	Febr.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr.
0,43	0,53	0,89	1,30	1,15	1,69	—	**1,70**	1,36	0,81	0,63	0,57	1,00

3—4 Uhr N. M. war die Zerstreuung etwa anderthalb (1,54) mal grösser, ziemlich unabhängig von der Jahreszeit. Die grössere Zer-

streuung zu dieser Tageszeit beruht vermutlich sowohl auf der längeren und stärkeren Wirkung der Sonnenstrahlung als auf absteigenden Luftströmen. Der Mittelwert ist ein Prozent pro Minute.

Nach Messungen von H. Nilsson zu Upsala hat bei anticyklonischer Witterung die Zerstreuung ein starkes Maximum in den ersten Vormittagsstunden, was offenbar mit der absteigenden Luftströmung zusammenhängt.

Dass längere Beobachtungsreihen nötig sind, um die für einen bestimmten Ort charakteristische Zerstreuungskonstante einigermaassen genau festzustellen, geht daraus hervor, dass in Wien die Zerstreuung zwischen folgenden Werten liegt:

$$a_- \quad 0,78 - 5,42$$
$$a_+ \quad 0,32 - 7,10.$$

Die Stationen Triest, Wien und Kreuzmünster zeigten in etwa zwei Drittel der Beobachtungsfällen ein Überwiegen der negativen Zerstreuung. Dagegen überwog in 59 Proz. von allen Beobachtungsfällen zu Innsbruck die positive Zerstreuung.

Nach allen diesen Beobachtungen, die erst vor kurzer Zeit angefangen, jetzt mit grossem Eifer fortgesetzt werden, scheint hervorzugehen, dass die Luft in höheren Schichten stark ionisiert ist, und dass die Ionisierung gegen die Erdoberfläche hin abnimmt. Eingeschlossene Luft wird allmählich stärker ionisiert als frische. Wenn sich in solchen Räumen Wasserdampf niederschlägt, so sinkt die Zerstreuung bedeutend. Die Ionen verlieren ihre Beweglichkeit, indem sie sich mit Wasser umkleiden. Bei der Verdunstung des Wassers kehrt die Beweglichkeit der Ionen wieder zurück, wie die Versuche zeigen. In Nebeln ist daher die Zerstreuung sehr gering,

In Spitzbergen beruhen wahrscheinlich die hohen Zerstreuungswerte auf der grossen Reinheit der Luft. Im allgemeinen findet man nämlich, dass die Zerstreuung ungefähr wie die Durchsichtigkeit sich ändert.

Neuere Versuche über Elektrizitätszerstreuung. Einen sehr lehrreichen Versuch zur Demonstration der Existenz von Luftionen haben Elster und Geitel ausgeführt. Sie verfertigten ein Gehäuse aus weitmaschigem Metallnetz und luden dasselbe mit positiver Elektrizität. Die Ladung zog die negativen Ionen aus der Luft an, welche teilweise durch

die Maschen ins Gehäuse hineingerieten. Die Folge davon war, dass ein geladener Körper im Gehäuse schneller seine Ladung verliert, wenn dieselbe positiv, als wenn sie negativ ist. Das umgekehrte trifft zu, wenn das Gehäuse negativ geladen ist.

Ebert hat Versuche angestellt, um die Geschwindigkeit der Elektrizitätszerstreuung von der Erdoberfläche zu messen. Er legte eine Weissblechtafel von 2 m^2 Grösse auf isolierte Pfosten. Die Tafel konnte durch ein Galvanometer mit der Erde verbunden werden. Dabei erhielt sie eine starke negative Ladung, die allmählich verschwand, während die Platte isoliert war. Die Geschwindigkeit, mit welcher dies geschah, konnte durch Ableitung durch das Galvanometer bestimmt werden. In fünf Minuten war bei klarer Luft die Ladung verschwunden, wenn die Blechplatte mit Rasen bedeckt war. Ohne Bedeckung verlor die Platte kaum merklich an Ladung.

Ebert berechnet aus diesen Daten, dass in 5 Minuten 10^{-9} Coulomb verschwanden, einer mittleren Stromstärke von $10^{-9}:300 = 3{,}3 . 10^{-12}$ amp. und einer Stromdichte von $3{,}3 . 10^{-12}:2.10^{4} = 1{,}7 . 10^{-16}$ amp. pr. cm^2 ($= 1{,}7 . 10^{-6}$ amp. pr. km^2) entsprechend. Dieser Wert entspricht nicht weniger als 300000 elektrostatischen Einheiten pro Minute und km^2.

Was die Menge der Ionen in der Luft betrifft, so haben wir schon oben nach Ebert eine Zahl für sehr stark ionisierte Luft angeführt (6 elektrostatische Einheiten pro cm^3). Die Menge Elektrizität in 1 cm^3 Luft an der Erdoberfläche unter gewöhnlichen mittleren Verhältnissen bestimmte Ebert zu etwa einer elektrostatischen Einheit von jeder Elektrizitätsart.

Nach Linss ist die Zerstreuung an der Erdoberfläche ungefähr so gross, dass ein geladener Körper in einer Minute ein Prozent seiner Ladung verliert. Die entsprechende Stromstärke betrüge etwa 16000 bis 125000 elektrostatische Einheiten pro km^2 und Minute, eine Ziffer die der Ebertschen recht nahe kommt. Die Neubildung von Ionen pro Sekunde und cm^3 wird von Wilson auf $1{,}2.10^{-8}$ elektrostatische Einheiten geschätzt, eine Ziffer, die nach Geitel und verglichen mit den oben angeführten, ziemlich gering erscheint.

Elster und Geitel saugten mittelst einer mit H' in Fig. 271 verbundenen Pumpe aus einem 1,5 tiefen Loch im Erdboden Luft durch ein mit H vereinigtes Glasrohr und eine Glocke, in welcher ein Elektrometer C mit Zerstreuungskörper stand. Es zeigte sich, dass die Zer-

streuung in 15 Minuten von 111 Volt vor der Einleitung der Grundluft auf 518 Volt nach einstündigem Durchsaugen stieg. Wurde die Luft in der Glocke jetzt abgesperrt, nahm die Zerstreuung noch etwas zu, um nachher allmählich abzunehmen.

Dies zeigt, dass die Grundluft eine sog. „Emanation" enthält, welche allmählich die Wände der Glocke radioaktiv macht. Auf diese Weise wird sowohl die hohe Leitfähigkeit der Luft in Höhlen und Kellerräumen verständlich als auch die Zunahme der Leitfähigkeit eingesperrter Luft, welche immer etwas Grundluft enthält (vgl. S. 896).

Ebert und Ewers haben diese Versuche wiederholt. Sie fanden in der Grundluft die Zerstreuung etwas grösser (etwa 10 Proz.) für negative als für positive Elektrizität. Nachdem die Leitfähigkeit ihr Maximum erreicht hatte, sank sie auf die Hälfte in 77 Stunden — nach Rutherford und Soddy ist die entsprechende Zeit des Abklingens für Thorerde etwa 4 Tage, also nahezu von derselben Grösse. Die Grundluft wurde bei einigen Versuchen durch Kalilauge und Schwefelsäure geleitet, wodurch Kohlensäure und Wasser entfernt wurden, ohne dass ihre radioaktiven Eigenschaften verändert wurden. Dass sie keine oder wenig freie Ionen enthält, wurde dadurch erwiesen, dass ihre Wirkung bei Durchleitung durch ein kräftiges elektrisches Feld nicht geschwächt wurde. Nach Glühen der Grundluft ging ihre aktivierende Einwirkung um etwa 15 Proc. zurück.

Unzweifelhaft haben die Luftionen eine ausgeprägte physiologische Wirkung und man ist jetzt geneigt, die eigentümliche, durch Mattigkeit charakterisierte Bergkrankheit ihnen zuzuschreiben. Sogar die Bewohner hoch gelegener Orte, z. B. in Süd-Amerika, sollen sich bei nebliger Luft und im Schatten kräftiger fühlen, als in reiner Luft bei Sonnenschein.

Die starke Leitfähigkeit der Luft in höheren Luftschichten macht sich ohne Zweifel als Störung bei den Beobachtungen des Potentialgefälles in diesen Schichten geltend. Es ist aus diesem Grund wahrscheinlich, dass das Potentialgefälle daselbst niedriger erscheint als wenn der starke Ionengehalt nicht vorhanden wäre.

XVII. Die Polarlichter.

Allgemeines. Schon seit den ältesten Zeiten haben die Polarlichter durch ihre Pracht und durch das Mystische ihrer Erscheinung die Aufmerksamkeit angezogen. Die alten Nordländer glaubten darin den Heereszug der Walküren zu sehen. Im Mittelalter schrieb man dem Nordlicht etwa dieselbe Rolle wie den Kometen zu als Wahrzeichen von Krieg und allerlei Unheil.

Wie der Name sagt, sind die Polarlichter vorzugsweise in den polaren Gegenden der Erde sichtbar. Am genauesten sind die Nordlichter studiert, im allgemeinen gelten aber dieselben Beziehungen für die Süd- wie für die Nordlichter.

Loomis und Fritz konstruierten aus den ihnen zugänglichen Daten Karten, auf welchen sie diejenigen Punkte verbanden, an welchen Nordlichter gleich häufig gesehen wurden (Fig. 272). Die so entstandenen Linien, welche Isochasmen genannt werden, liegen nicht symmetrisch um den Nordpol, sondern sind südlich von der Südspitze Grönlands (60° w. L. v. Gr.) am weitesten nach Süden verschoben. Am weitesten nach Norden ziehen sie sich auf dem Meridian von Cap Tscheljuskin (100° ö. L. v. Gr.). Die Nordlichter werden am häufigsten längs der sogenannten Maximalzone beobachtet, welche über Nord-Alaska nach den neusibirischen Inseln, Cap Tscheljuskin, nördlicher Spitze von Novaja Semlja, Nordcap, zwischen Island und den Färöer, südlich von Grönland und über dem nördlichen Teil von Labrador durch die britisch-amerikanischen Polarländer (Grosser Bären-See) sich hinzieht. Zu beiden Seiten dieser Maximalzone nehmen die Nordlichter an Sichtbarkeit ab. Nördlich derselben, wie auf Spitzbergen und in Grönland, beobachtet man die meisten Nordlichter auf dem südlichen Teil des Himmels, südlich davon breiten sie sich meistens über den nördlichen Teil des Himmels aus. Die Zahl, welche auf der Karte neben einer Isochasme

geschrieben steht, giebt die mittlere Zahl der daselbst in einem Jahr gesehenen Nordlichter an.

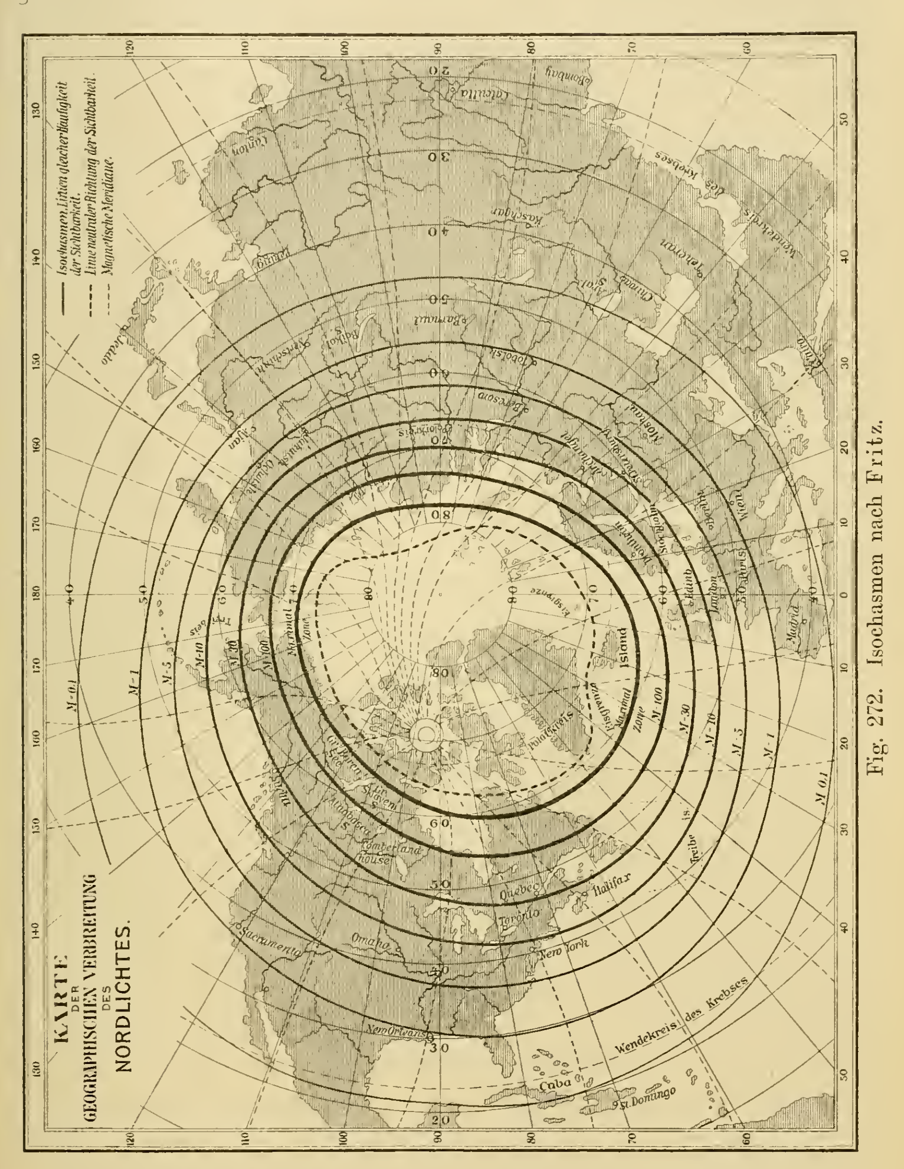


Fig. 272. Isochasmen nach Fritz.

In derselben Weise hat man die Isochasmen der Südlichter konstruiert. Sie verlaufen am weitesten nach Norden auf dem Meridian Neu Seelands, am weitesten nach Süden südlich von West-Afrika.

Die Intensität der Polarlichter ist zu verschiedenen Zeiten sehr verschieden. Sehr kräftig entwickelten sie sich im Anfang des 18. Jahrhunderts und ebenso war ihre Stärke in den Jahren 1870—72 ungewöhnlich gross. Die grössten Polarlichterscheinungen sind bis zu den Wendekreisen, in Amerika sogar bis über Cuba (20° n. Br.) hinaus und auf der Südhälfte der Erde bis zu Mauritius (20° s. Br.) sichtbar. Zu solchen Zeiten ist die ganze Erde wie in einen Lichtmantel eingehüllt.

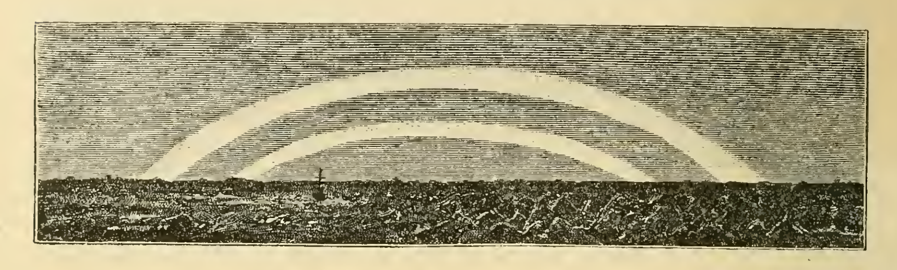
Ein solcher Tag war der 4. Febr. 1872 der für stärkere Polarlichterscheinungen als typisch gelten kann und deshalb hier nach Secchis zu Rom gemachten Aufzeichnungen beschrieben werden möge.

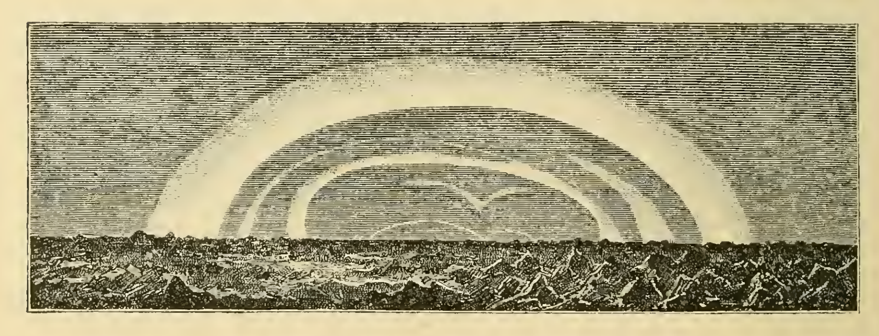
„Die Erscheinung begann um $5^h\ 47^m$ sichtbar zu werden, d. h. sobald die Dämmerung gestattete, ihr Licht wahrzunehmen, jedoch hatte die elektrische Erscheinung sicherlich schon viel früher begonnen. Man sah im Norden und Nordosten zwei getrennte ausgebreitete Massen von der Helligkeit der Dämmerung im Westen, zu denen sich bald eine dritte im Nordnordwesten gesellte. Als das Licht der Dämmerung verschwand, zeigte sich die Erscheinung in ihrer ganzen Schönheit in Form eines gewundenen Bogens, der von Westnordwest sich bis nach Osten erstreckte. Der Hintergrund des Himmels war ganz rosenfarben, mehr oder minder lebhaft, und um $6^h\ 22^m$ erschienen die ersten Strahlen 30° von Norden gegen Westen, die sich bald bis Nordosten ausdehnten. Um $6^h\ 30^m$ bildete sich ein zweiter Bogen über dem ersten und das ausgebreitete Licht, teils rot, teils lebhaft gelb, ging über das Zenith hinaus und erreichte die Plejaden um $6^h\ 42^m$. Um $6^h\ 45^m$ bildete sich, von dem unteren Bogen ausgehend, ein prächtiger rosenfarbener Strahlenkranz auf der ganzen Halbkugel, der von 60° W. gegen N. bis 90° E. sich erstreckte. Nachdem das Phänomen verschiedene Phasen durchgemacht und der leuchtende Bogen sich in mannigfachen Curven und Festonen gewunden hatte, erhob er sich langsam und überschritt das Zenith um 7^h. Sieben Minuten später erschien die Krone, gebildet aus sehr schönen Strahlen, die alle nach dem Aldebaran zu konvergierten. Um $7^h\ 15^m$ drang das Licht in das Sternbild des Orions ein und erstreckte sich weit südlich von unserem Zenith. Bewundernswert war die Schnelligkeit der Bewegungen des Lichtes, die gleichsam Blitze zu sein schienen und zugleich der mannigfaltige Wechsel der Farben. Das vorherrschende Aussehen war bis $7^h\ 30^m$ das einer phosphorescierenden Wolkenmasse, die in Form eines zum Meridian senkrechten Gürtels von Norden nach Süden vorrückte. Nach dieser Zeit aber fand das Licht sich ausgebreitet

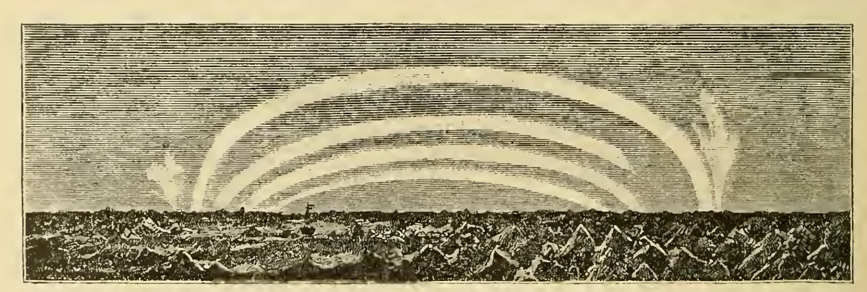
über den ganzen Himmel bis auf ein kleines Segment im Süden und verteilte sich in eine Menge hellerer Bogen, die alle nach dem Scheitel der Krone zu divergierten und deren Mittelpunkt von 7^h 55^m bis kurz nach 8^h der Stern Beteigeuze im Orion war, wie sich aus sorgfältigen Messungen ergab. Man glaubte unter einem ungeheuren Zeltdache zu stehen, dessen vom Winde leicht bewegten Falten in vergoldetem Lichte strahlten. Der Konvergenzpunkt der Strahlen lag nahezu auf der Verlängerungslinie der magnetischen Inclinationsnadel. Durch die Spektralanalyse wurde gefunden, dass das schöne Licht, das man für weiss oder gelblich hielt, bestimmt einfarbig war und zwar von grünlicher, ins Gelbliche spielender Farbe. Die Sterne waren verdunkelt und man sah nur die von erster und zweiter Grösse und wo das Licht lebhaft war, auch die letzteren nur mit Mühe. Um 9^h begann das Licht matter zu werden, wurde um 10 Uhr auf kurze Zeit wieder lebhafter, war um 11 Uhr schon sehr schwach und um 3^h 45_m Morgens ganz verschwunden. Die meteorologischen Erscheinungen, welche dem Nordlichte vorhergingen und dasselbe begleiteten, sind folgende: Seit drei Tagen war prächtiges Wetter gewesen, heiter, windstill, mild und sehr feucht, aber mit geringer (Luft-)Elektrizität. Am Morgen des 4. bedeckte alles ein dichter Nebel, der sich in grosser Menge niederschlug. Das Barometer stand niedrig, begann aber um Mittag zu steigen. Während der Dauer der Erscheinung wehte der Wind leicht aus Norden, die Temperatur war milde und das Barometer stieg fortwährend mit grosser Schnelligkeit. Die Magnetometer begannen um 1^h N.M. sich unruhig zu zeigen, während des Nordlichtes aber waren sie ausserordentlich erregt; das Deklinometer schwankte zwischen $12^0 35'$ und $13^0 14'$, wurde jedoch nicht beständig im Auge behalten. Die Telegraphenlinien waren von 5^h 30^m an gestört, das Maximum schien um 6^h 31^m zu sein. Die (Luft-)Elektrizität war beim Beginn schwach, aber gegen Ende stärker, doch nicht aussergewöhnlich stark. Während des Nordlichtes fiel starker Tau und wurden zwei schöne Sternschnuppen gesehen. Dieses Nordlicht wurde auch in Sicilien an zwei Stellen beobachtet und zwar auf den Höhen von Palermo, wo es eine Höhe von 50^0 erreichte.“ (Daraus wurde geschlossen, dass dieses Polarlicht nicht nur in Europa, sondern auch südlich vom Äquator sichtbar war.)

Die Formen des Polarlichtes. Die Nordlichter zeigen viele verschiedene Formen, die meistens unstetig sind, plötzlich aufflammen und wieder verblassen. Am stetigsten sind die Bogen, welche bisweilen sehr hoch am Himmel stehen und ihn wie eine milchweisse Brücke von einigen

Grad Breite von der einen zur anderen Seite des Horizontes überspannen. Sie können so scheinbar ganz ruhig mehrere Stunden stehen. Meistens verschieben sie sich ganz langsam am Himmel. Bisweilen ist nur ihr eines Ende am Horizont stark entwickelt, sie werden dann als Lichtsäulen be-







Figg. 273—275. Bogenförmige Nordlichter, beobachtet 1879 20. März $9^h\ 30^m$ N. M., 21. März 3^h früh und 21. März $2^h\ 59^m$ N. M. an der Überwinterung von „Vega" am Pitlekai.

schrieben. Sie sind ungefähr senkrecht zum magnetischen Meridian orientiert. In höheren Breiten liegen sie meistens näher beim Horizont und ihr Scheitel liegt dann im Mittel im magnetischen Meridian. Solche Nordlichtbogen beobachtete Nordenskiöld ganz regelmässig bei seiner Überwinterung auf der Vega in der Nähe von Pitlekai am Ostcap Sibiriens.

Bisweilen sind diese Bogen aus mehreren konzentrischen Kreisbogen übereinander mit nichtleuchtenden Zwischenräumen zusammengesetzt (Figg. 273—275).

Unter dem Bogen liegt häufig ein sogenanntes dunkles Segment, welches bisweilen auch ohne Bogen auftritt. Dieses dunkle Segment ist in polaren Gegenden nicht so häufig wie entfernter vom Pol. Die Dunkelheit ist nicht nur eine Kontrastwirkung gegen den Bogen, sondern scheint mehr von der Art eines bräunlichen oder grauen Nebels zu sein.

In unseren Gegenden tritt das Nordlicht in zwei Hauptgestalten auf: entweder als ein diffuser weisslicher Schein, welcher hauptsächlich über den nördlichen Teil des Himmels, bisweilen mit helleren oder dunkleren Flecken ausgebreitet ist; oder mehr konzentriert, äusserst zarten Cirruswolken von stark ausgesprochen strahligem Bau ähnlich. Der eigentliche Unterschied gegen eine Cirruswolke besteht darin, dass die Strahlen ihre Ausdehnung stark und häufig sehr schnell ändern. Nach dem Ende der Nordlichterscheinung bleibt eine gewöhnliche Wolke zurück. Die Ähnlichkeit mit gewissen Wolken und das gleichzeitige Auftreten beider ist so auffallend, dass Adam Paulsen das Erscheinen der Nordlichter am hellen Tag studieren konnte.

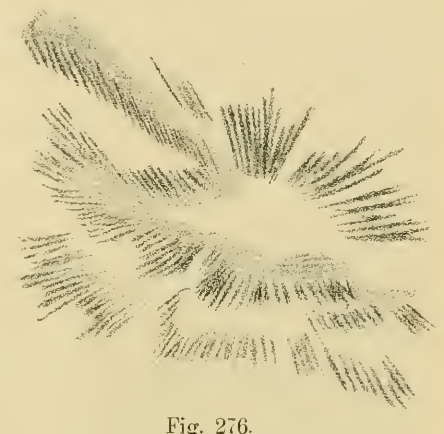


Fig. 276.
Nordlichtkrone, Spitzbergen 1882—83.

Die Strahlen sind, wie gesagt, meistens milchweiss, sie können aber, besonders bei starker Entfaltung auch gefärbt sein und zwar grünlich im oberen, rötlich im unteren Teil. In polaren Gegenden ist die Farbe des Polarllichtes mehr gelblich.

Die Strahlen gehen meistens nahezu in der Richtung der Inklinationsnadel. Wenn die Strahlen von allen Himmelsgegenden aufschiessen, bilden sie die sogenannte Corona, indem sie alle zufolge der Perspektivwirkung gegen den Punkt des Himmels zu konvergieren scheinen, gegen welchen die Inklinationsnadel zeigt. Diese Krone ist häufig prächtig gefärbt und fesselt das Auge durch den stürmischen Wechsel ihrer Strahlen. Ihr Aussehen wird häufig mit demjenigen eines Zeltes verglichen (vgl. Fig. 276, die ein Negativ der Nordlichtkrone nach Gyllenskiöld darstellt).

In polaren Ländern gestalten sich die Strahlen häufig zu Draperien, deren Faltungen scheinbar unter dem Einflusse eines Luftzuges flattern (Fig. 277). Diese Bänder sind vielfach spiralförmig gewickelt, und zwar nach den Beobachtungen von Gyllenskiöld in den überaus meisten Fällen so, dass sie von oben gesehen wie ein *S* oder gerade von unten wie ein *?* aussehen (vgl. Fig. 276 links oben und rechts unten). Die Draperien sind nächst der Krone die prächtigste Erscheinungsform des Nordlichtes. Man sieht darin einzelne Stellen plötzlich aufleuchten und diese Verstärkung der Lichtintensität breitet sich dann wie ein fortschreitender begrenzter Wellenberg über den Vorhang aus.

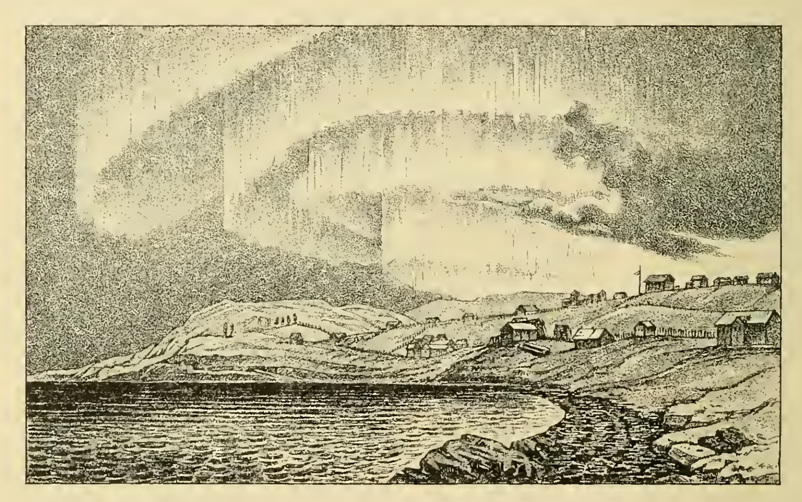


Fig 277. Nordlichtdraperie, nördliches Norwegen.

Die Draperien haben bisweilen sehr geringe Höhe und gehen in Bandenform über.

Die Stärke des Nordlichts ist meistens recht unbedeutend. Nur in vereinzelten Fällen erreicht die totale Lichtentfaltung die Stärke des Vollmond-Lichtes. Eine Folge davon ist, dass das Mondlicht sehr störend auf die Beobachtung von Polarlichtern einwirkt, und dass sie erst nach dem Verlauf der Dämmerung sichtbar werden. Deshalb sind in Skandinavien und Nord-Amerika die Nordlichter etwa 4—5 mal seltener bei Vollmond als bei Neumond, in mehr arktischen Gegenden (Bossekop in Nord-Norwegen, Cap Thordsen auf Spitzbergen und Fort Rae in Polar-Amerika) sinkt diese Zahl auf 2—3. Eine beinahe ebenso niedrige Zahl (etwa 3—4) zeigen die Beobachtungen von der südlichen Halb-

kugel. Daraus scheint hervorzugehen, dass die Intensität des Polarlichtes im hohen Norden und im Süden grösser als in mittleren Breiten ist.

Man hat häufig in hellen Winternächten, besonders im Norden, wenn man das Spektroskop gegen den Himmel richtete, die unten erwähnte charakteristische Nordlichtlinie mehr oder weniger scharf erkennen können. Das deutet auf das Vorhandensein von elektrischen Entladungen in der Atmosphäre. Aber nicht nur im Norden ist diese Erscheinung gewöhnlich; in den Tropen, wo kaum Polarlichter vorkommen, findet man häufig im Spektrum des reinen Nachthimmels die charakteristische gelbgrüne Linie, die man anfangs dem Zodiakallicht zuschrieb, die aber diesem nicht angehört (vgl. S. 202). In Göttingen ist man dabei, die Intensität dieser Erscheinung in regelmässigen Zeitintervallen zu studieren. Ohne Zweifel wird eine derartige Untersuchungsmethode bessere quantitative Messungen als die direkte Wahrnehmung des Nordlichtes ermöglichen und sie scheint auch in Mittel-Europa, sowie in bewohnten Weltgegenden überhaupt, wo die meisten Beobachtungsplätze gelegen sind, ein viel reicheres Material als die direkte Nordlichtbeobachtung zu ergeben. Zwar dürfte die Erscheinung wohl nicht mit den Nordlichtern identifiziert werden, doch verspricht ihre Untersuchung höchst wertvolle Resultate. Die Beobachtungen dürften auch kaum in nennenswerter Weise von Mondlicht gestört werden (ausser in der unmittelbaren Nähe des Mondes) und bieten dadurch einen wesentlichen Vorteil bei Untersuchungen über den Einfluss des Mondes auf die polarlichtähnlichen Erscheinungen.

Das Spektrum des Nordlichtes ist von mehreren Beobachtern, unter anderen A. J. Ångström, C. Vogel, Gyllenskiöld und Adam Paulsen beobachtet worden. Ångström fand in dem Nordlichtbogen häufig eine einzige kräftige Linie, die sogenannte Nordlichtlinie, die im gelbgrünen Teil des Spektrums liegt ($\lambda = 556{,}7\ \mu\mu$). Bei intensiveren Nordlichtern treten andere Lichtarten auf, welche dem Spektrum des negativen Glimmlichtes in einer Geissler-Röhre oder dem Luftgase-Spektrum entsprechen (vgl. Taf. 2,1).

Die genauesten Bestimmungen dieser Art sind von der dänischen Nordlichtexpedition nach Island im Jahre 1899—1900 unter Adam Paulsens Leitung ausgeführt worden. Ein Spektrograph, dessen optische Teile aus Islandspath und Quartz verfertigt waren, diente zum Photographieren der Nordlichtlinien. Einige derselben waren so schwach, dass sie mit dem Auge nicht entdeckt werden konnten, obgleich sie im sichtbaren Teil des Spektrums sich befanden. Die Expositionszeit betrug

für einige Linien bis zu 14 Tagen, wobei das Spektroskop auf die nordlichtreichsten Teile des Himmels gerichtet stand. Auf diese Weise wurden sechszehn neue Linien im Nordlichtspektrum aufgefunden. In der folgenden Tabelle sind die Polarlicht-Linien nach ihrer Wellenlänge in $\mu\mu$ aufgeführt. Nebenan ist die Lichtstärke der Linien nach Schätzung des Eindruckes auf der photographischen Platte angegeben. Dieses Spektrum wurde mit demjenigen verglichen, welches von dem Licht in der Nähe der Kathode einer mit den Gasen der Luft gefüllten Geisslerschen Röhre erzeugt wurde. Es ging aus dem Vergleich hervor, dass alle Nordlichtlinien in diesem Spektrum vorkommen, nur mit verschiedener relativer Intensität. Ausserdem enthält das kathodische Luftspektrum eine bedeutende Anzahl (26) andere Linien die im Nordlichtspektrum nicht aufgefunden wurden. Was speziell die sogenannte Nordlichtlinie 556,7 $\mu\mu$ betrifft, so ist sie neben der Linie 391,7 $\mu\mu$ (im ultravioletten) die kräftigste im kathodischen Luftspektrum (beide haben die Intensität 12). Die wichtigsten Nordlichtlinien sind nach Paulsen die folgenden:

$\lambda = \mu\mu$	Int.	$\lambda = \mu\mu$	Int.
558,0 — 554,4	10	407,0	1
470	—	405,0 — 403,0	2
463	—	400,7 — 397,5	2
455	—	395,0 — 393,5	1
449	—	391,8 — 389,3	12
441,5 — 439,0	1	380,5 — 378,0	2
436,0 — 430,5	1	375,0 — 373,3	2
428,5 — 425,0	10	370,7 — 368,6	1
422,5 — 420,2	2	357,5 — 356,8	5
417	—	353,0 — 352,3	2
412	—	337,2 — 336,9	4

Wo die Lichtstärke (unter Int.) nicht angegeben ist, hat sie einen sehr niedrigen Wert.

Durch diese Untersuchung ist festgestellt, dass das Nordlichtspektrum nichts anderes ist als das Spektrum von Luft, die durch elektrische Entladungen in der Nähe der Kathode zum Leuchten gebracht ist und zwar, wie später gezeigt worden ist, gehören die Linien den neuentdeckten seltenen Elementen der Luft an. Früher suchte man die Nordlichtlinie, welche bei klaren Winterabenden im Norden fast immer sicht-

bar ist und auch unter den Tropen bei klarer Witterung aufgefunden wurde, vergeblich in irdischen Lichtquellen.

Als Rand Capron im Jahre 1879 das Nordlichtspektrum untersuchte, konnte er in demselben die Lage von nur neun Linien feststellen, wovon nur eine mit einer Luftlinie identifiziert werden konnte.

Stassano hat die verschiedenen Beobachtungen des Nordlichtspektrums, besonders diejenigen der schwedischen Expedition von 1882 bis 1883 (Gyllenskiöld) und der genannten dänischen Expedition einer näheren Diskussion unterworfen. Er konnte die Lage von etwa hundert Linien im Nordlichtspektrum feststellen, von welchen etwa zwei drittel den neuentdeckten seltenen Elementen in der Luft angehören. Die meisten derselben werden dem Argon zugeschrieben, nach Dewar gehört ein Teil derselben dem Krypton und Xenon an. Die rosige Farbe in den unteren Teilen der Nordlichtstrahlen, besonders bei Draperien, rührt wahrscheinlich von Neon her, welches an roten und orangefarbenen Strahlen reich ist. Das Neon findet sich wegen seines niedrigen Molekulargewichts (20) wahrscheinlich in relativ grosser Menge in der höchsten Atmosphäre. Nach Collie und Ramsay lassen Helium und Neon am leichtesten eine elektrische Entladung durchgehen (Schlagweite 250—300 mm), darauf folgt Argon (45,5 mm) und Wasserstoff (39 mm), und viel später Sauerstoff und Stickstoff (etwa 13 mm nach Faraday). Die Hauptlinie des Nordlichtes fällt mit einer Kryptonlinie zusammen, worauf Berthelot zuerst die Aufmerksamkeit lenkte.

Sehr interessant ist auch, dass nach Stassano nicht weniger als 44 Spektrallinien der von Deslandres und Hale untersuchten Protuberanzen den seltenen Gasen der Erdatmosphäre entsprechen. Von 339 Spektrallinien der Corona vom Mai 1901, photographiert von Humphreys, gehören 209 Krypton und Xenon an, die übrigen zum grossen Teil Argon, einige Sauerstoff und Stickstoff an (nach Dewar).

Die Höhe des Nordlichts. Schon früh versuchte man aus gleichzeitigen an verschiedenen Stellen ausgeführten Messungen des Höhenwinkels des Nordlichtbogens und einiger sehr stark markierter Nordlichtstrahlen die Höhe des Nordlichts zu bestimmen. Einige ältere solche Messungen, die jedoch mit grosser Unsicherheit behaftet sind, mögen hier nebst ihren Beobachtern angeführt werden.

Thorbern Bergman (30 Beobachtungen) . . .	770 km.
Ferner (13 Beobachtungen)	220—1660 km.
Englische Beobachter	80—160 km.

Bravais, Bossekop	100—200 km.
De Mairan	900 km.
Loomis (28. Aug. und 2. Sept. 1859) untere Grenze	24—74 km.
„ obere Grenze	810—860 km.
Galle	300 km.

Gegenüber diesen meist ungeheuren Höhen steht eine Anzahl von Beobachtungen (z. B. der Franklinschen Expedition 1825—1827), bei welchen Nordlichtstrahlen unter Wolken oder Bergrücken gesehen wurden, also sehr niedrig liegen mussten. So beobachtete Parry in Port Bowen (73^0 n. Br.) einen Nordlichtstrahl vor einem 214 m hohen Ufer. Liais berechnete die Höhe eines auf Neu-Fundland gesehenen Nordlichts zu 800 m, Farquharson diejenige einiger schottländischen Nordlichter zu 1200 m. Lemström sah auf Spitzbergen das Nordlicht zwischen seinem Schiff und 300 m hohen Bergen. Derselbe Beobachter sah sogar im Nordfinnland die Nordlichtlinie in der Luftsäule zwischen sich und einem einige Meter entfernten schwarzen Tuch. Auch Weyprecht schliesst aus Beobachtungen bei Franz-Josephsland 1872—74, dass Nordlichtstrahlen in nicht allzu grosser Entfernung von der Erdoberfläche vorkommen. Auch bei einigen im südlichen Polargebiet angestellten Beobachtungen hat man Eisberge in einem polarlichtähnlichen Schimmer eingehüllt gesehen.

Im allgemeinen scheinen die Polarlichter um so höher zu liegen, je weiter von den Polen ab sie beobachtet werden. Die neueren Bestimmungen, bei welchen die Höhe des Nordlichts durch Messungen mit Theodoliten an den durch Telephon verbundenen Enden einer Basis bestimmt wurden, bestätigen die angeführten Messungen. Nach den von Paulsen auf Island gemachten Bestimmungen ist die Höhe des Nordlichts etwa 400 km, nach denjenigen von Gyllenskiöld zu Cap Thordsen auf Spitzbergen im Mittel 55 km (Minimum 12, Maximum 63 km). Bisweilen beobachtet man aber nordlichtähnliche Erscheinungen viel näher beim Boden (in Grönland und auf Spitzbergen).

Die jährliche und tägliche Schwankung der Polarlichtfrequenz. Die Polarlichter zeigen eine sehr kräftig ausgeprägte, jährliche Periode. wie aus folgenden Ziffern hervorgeht, welche die Anzahl der beobachteten Nordlichter in den verschiedenen Monaten angeben. Diese Daten sind einer von Ekholm und Arrhenius zusammengestellten Statistik über die Frequenz der Polarlichter entnommen.

	Schweden	Norwegen	Island u. Grönland	Ver. Staat. v. Nord-Am.	Südlichter
	1883—96	1861—95	1872—92	1871—93	1856—94
Jan.	1056	*251*	804	1005	*56*
Feb.	1173	331	734	1455	126
März	**1312**	**335**	613	1396	**183**
April	568	90	128	**1724**	148
Mai	170	6	1	1270	54
Juni	*10*	*0*	*0*	*1061*	40
Juli	54	*0*	*0*	1223	*35*
Aug.	191	18	40	1210	75
Sept.	1055	209	455	**1735**	120
Okt.	**1114**	**353**	716	1630	**192**
Nov.	1077	326	811	1240	112
Dez.	*940*	260	**863**	*912*	81
Mittel	727	181	430	1322	102

Der jährliche Gang hat zwei verschiedene Typen. Der einfachste zeigt nur ein einziges Maximum zur dunkelsten und ein Minimum zur hellsten Jahreszeit. Diesem Typus folgen die Beobachtungen aus Grönland und Island. Da die Beleuchtung einen sehr nachteiligen Einfluss auf die Sichtbarkeit des Polarlichtes ausübt, da es erst nach Ende der Abenddämmerung und vor Beginn der Morgendämmerung gesehen werden kann, so ist leicht zu verstehen, dass in Gegenden nahe am oder nördlich vom Polarkreis keine Nordlichter um die Sommersonnenwende beobachtet werden. Auch das jedenfalls recht unscharfe Maximum zur Wintersonnenwende wird so verständlich.

Ganz anders verhalten sich Gegenden, wo der Unterschied der Tageslänge in verschiedenen Jahreszeiten nicht so scharf ausgeprägt ist. Hierher gehören die Nordlichtbeobachtungen aus den Vereinigten Staaten Nordamerikas und die Südlichtbeobachtungen, die im allgemeinen in nicht all zu hoher südlicher Breite (etwa 40°) vorgenommen worden sind. Da hat man ein doppeltes Maximum im Frühling und im Herbst (März-April und Sept.-Okt.) und ein doppeltes Minimum im Dez.-Jan. und im Juni-Juli. Das Winterminimum ist das Hauptminimum trotz der längeren Nacht. (Dez. in Nord.-Amerika, Juli auf der Südhalbkugel).

Ein Zwischenglied zwischen diesen Gegensätzen bilden die Beobachtungen aus Skandinavien. In diesen Beobachtungsreihen tritt das

doppelte Maximum im Frühling und Herbst sehr deutlich hervor. Das Sommerminimum ist aber bedeutend tiefer als das Winterminimum. Dies ist in den norwegischen Beobachtungen, entsprechend der nördlicheren Lage, deutlicher als in den schwedischen zu sehen.

Wahrscheinlich würde, wenn man wegen des schwächenden Einflusses der Belichtung korrigieren könnte, überall die Polarlichtfrequenz denselben Gang wie in Nordamerika und auf der südlichen Halbkugel zeigen.

Der tägliche Gang der Nordlichtfrequenz ist viel weniger ausgeprägt. Eigentlich kann man ihn wegen des störenden Einflusses der Belichtung nur an Polarstationen in der langen Winternacht studieren. Auch dort ist es nötig, eine Korrektion wegen der wechselnden Helligkeit einzuführen. Auf diese Weise fand Carlheim-Gyllenskiöld, dass das Maximum auf Spitzbergen (Cap Thordsen) um $2^h\ 40^m$ N.M. liegt. Das Minimum der recht schwach ausgeprägten Periode fällt um $7^h\ 40^m$ V.M.

In Gegenden, wo Tag und Nacht wechseln, kann man nur konstatieren, dass das Polarlichtmaximum vor Mitternacht fällt. Nach Fritz trifft das tägliche Maximum in Mitteleuropa (50^0 n. Br.) etwa um 9^h abends ein, an nördlicher gelegenen Orten, wie Upsala und Christiania (60^0 n. Br.) um $9^h\ 30^m$ bis 10^h, bei Bossekop (70^0 n. Br.) um $10^h\ 30^m$ N.M. In Amerika scheint das Maximum um etwa eine Stunde später als unter der gleichen Breite in Europa einzutreffen. Für $70^0\ 31'$ S.Br. und $85^0\ 16'$ W. L. (Winterquartier der Belgica 1898) fand Arctowski ein Maximum um 9^h N.M.

Andere Perioden der Polarlichter. Schon frühzeitig bemerkte man, dass die Polarlichter in einigen Zeitabschnitten recht häufig sind, in anderen dagegen beinahe nicht zu beobachten. Es war eine verstärkte Intensität der Nordlichter zu Anfang des 18. Jahrhunderts, welche De Mairan zu seiner klassischen Bearbeitung des bis dahin vorliegenden Nordlichtmateriales veranlasste. De Mairan, Wargentin und Torbern Bergman hoben auch die Periodicität des Nordlichts hervor, vermochten aber bei dem ziemlich unregelmässigen Gang der Periode ihre Länge nicht festzustellen.

Die Länge der Periode konnte auch kaum eher festgestellt werden, als bis man ihre Übereinstimmung mit der Periode der Sonnenflecken auffand (Fritz 1862). Diese Periode beträgt im Mittel 11,1 Jahre. Ihre Übereinstimmung mit der Sonnenfleckenhäufigkeit geht aus der Kurve Fig. 47 (S. 133) hervor. Fritz giebt folgende Daten für die Maximi- und Minimijahre der Nordlichter in Europa südlich des Polarkreises, welchen nach 1874 Ziffern aus den Vereinigten Staaten Nordamerikas hinzu-

gefügt sind. Oben stehen die Maximal- und Minimaljahre der Sonnenflecken, darunter diejenigen der Polarlichter:

Flecke	1728	*34*	39	*45*	50	*55*	62	*67*	70	*76*	78	*85*	88	*98*
Nordl.	1730	*35*	41	*44*	49	*55*	61	*66*	73	*75*	78	*83*	88	*99*

Flecke	1804	*11*	16	*23*	30	*34*	37	*44*	48	*56*	60	*67*	71	*78*	83	*89*	93
Nordl.	1805	*11*	19	*22*	30	*34*	40	*44*	50	*56*	62	*66*	71	*78*	82	*89*	93

Der Gang der beiden Reihen stimmt ausgezeichnet überein. Noch auffälliger ist die Übereinstimmung für die Südlichter in der Zeit 1856 bis 94, wie die nebenstehenden Kurven zeigen (Fig. 278).

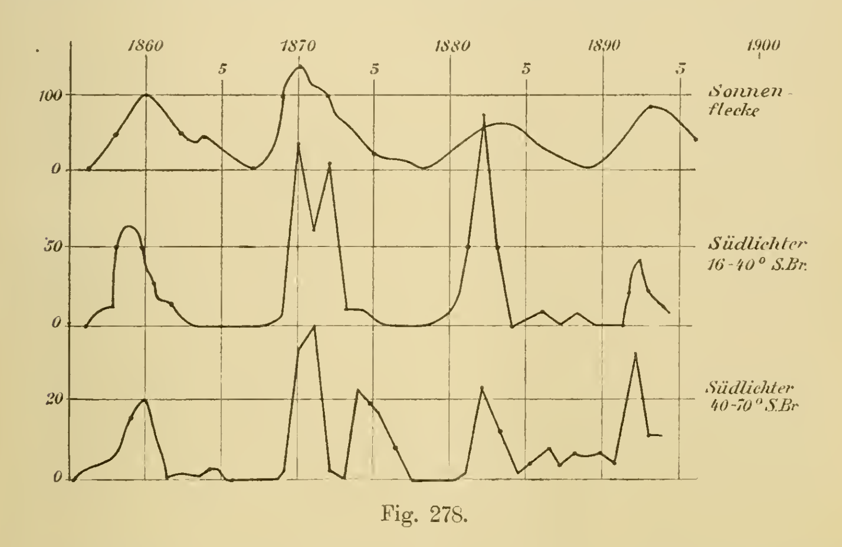


Fig. 278.

Bei näherer Untersuchung findet man indessen im neueren Material eine Eigentümlichkeit, die auch ein wenig in den letzterwähnten Kurven hervortritt. Zwischen zwei stark ausgeprägten Hauptmaximis tritt ein sekundäres Maximum in der Minimumzeit auf, so dass das Minimum in zwei Partialminima zerlegt wird. Dies zeigt sich sowohl in dem skandinavischen als auch in dem amerikanischen Beobachtungsmaterial neueren Datums, wie auch teilweise bei den Südlichtern. Auf Island und Grönland glaubte sogar Tromholt einen entgegengesetzten Gang der Polarlichter und der Sonnenflecken konstatiert zu haben; nähere Untersuchungen scheinen keinen einfachen Zusammenhang zwischen diesen und den isländisch-grönländischen Polarlichtern zu ergeben.

Während kürzerer Zeiträume, wie während eines Jahres oder eines Monats, scheint kein ausgeprägter Zusammenhang zwischen Polarlichtern

und Sonnenflecken vorzuliegen. Vielleicht machen die Südlichter in dieser Beziehung eine Ausnahme.

Mit der Sonnenthätigkeit steht auch ohne Zweifel die 25,929 Tage lange Periode der Polarlichter in Zusammenhang. Die Schwankung nach dieser Periode ist am grössten für die Südlichter mit einer Amplitude von + 44 Proz., danach kommt Norwegen mit + 23 Proz. und Schweden mit + 11 Proz. Island und Grönland sowie Nordamerika zeigen diese Schwankung sehr undeutlich (Amplitude ± 6 Proz.). Was diese Schwankung noch mehr sicher stellt, ist der Umstand, dass in den drei ausgeprägten Fällen das Maximum auf denselben Tag fällt, nämlich auf den 16. Tag einer Periode, wo als Epoche (0:ter Tag) 1728 Jan. 1,0 nach Gregorianischem Kalender gewählt ist. (Diese Epoche entspricht 1901 Jan. 2,3. Aus Schweden liegen Beobachtungen bis vom Jahre 1722 vor.)

Auch der Mond übt einen deutlichen Einfluss auf die Häufigkeit der Polarlichter aus. Dieser Einfluss ist teilweise nur scheinbar und beruht darauf, dass die Sichtbarkeit der Polarlichter bei Mondlicht vermindert wird. Man muss deshalb wegen dieser Störung eine Korrektion einführen. Dies kann in verschiedener Weise geschehen. Seitdem diese Korrektion eingeführt ist, findet man eine recht bedeutende Schwankung der Polarlichter nach dem tropischen Monat (Ekholm und Arrhenius). Schon Cotte (1769) glaubte einen solchen Einfluss des tropischen Monats (27,322 Tage) nachgewiesen zu haben. Sein Material war zu knapp (131 Beobachtungen) und ohne Korrektion für das Mondlicht von ihm bearbeitet worden, weshalb die Richtigkeit seiner Schlussweise von späteren Forschern (Fritz) beanstandet wurde. Das von Ekholm und Arrhenius angewandte Material umfasste 41835 Polarlichtbeobachtungen in den Jahren 1722—1896, wovon 1222 Südlichter betrafen. Dieses Material wurde mit Hilfe der harmonischen Analyse behandelt und, um Beleuchtungsverhältnisse nach Möglichkeit zu variieren, getrennt für das Sommerhalbjahr bearbeitet. Die Amplitude (halbe Schwankung) betrug für die Polarlichtbeobachtungen.

Schweden	24 Proz.	5,3. Tag
Norwegen	21 „	5,8. „
Island und Grönland	12 „	5,8. „
Nordamerika	14 „	5,2. „
Polarstationen, nördliche . . .	21 „	4,6. „
Alle Nordlichter	19 „	5,3. „
„ „ (Sommer) . .	19 „	7,3. „
Südlichter	25 „	17,1. „

Ordnet man das Material so, dass die Tage, an welchen Polarlichter beobachtet wurden, als gleichwertig gerechnet werden, ohne Rücksicht auf die Anzahl aufgezeichneter Beobachtungen, so erhält man folgende Ziffern:

	Ampl.	Tag		Ampl.	Tag
Schweden	16 Proz.	5,7	Nordamerika . .	8 Proz.	7,2.
Norwegen	16 „	6,3	Alle Nordlichter .	12 „	6,1.
Island und Grönland .	7 „	5,5	Alle Südlichter .	8 „	23,1.

Die Schwankung ist also sehr bedeutend. Das Maximum tritt an dem oben angegebenen Tage ein, wobei als Nullpunkt der Zeitrechnung der Augenblick gilt, in welchem der Mond den Äquator von Norden nach Süden passierte.

Eine Viertelperiode beträgt nun 6,8 Tage, folglich geht das Nordlichtmaximum dem südlichen Lunistitium etwa einen Tag voraus. Das Maximum ist abgeflacht, das Minimum um so schärfer, es liegt kurz vor dem nördlichen Lunistitium. Im Gegensatz zum Einfluss der Sonne ist also ein hoher Stand des Mondes für die Entfaltung der Nordlichter ungünstig. Für die Südlichter trifft das Maximum etwa am 20. Tag ein, d. h. 7,3 Tage vor dem Nullpunkt und einen halben Tag vor dem nördlichen Lunistitium.

Die Schwankung geht also nördlich und südlich vom Äquator in umgekehrtem Sinne und wird am Äquator verschwindend. Es scheint auch aus dem Material hervorzugehen, dass die Schwankung in polaren Ländern am grössten ist; nur sollte man danach eine etwas grössere Ziffer für die isländisch-grönländischen Nordlichter erwarten.

Beziehungen der Polarlichter zum Erdmagnetismus und zur Luftelektrizität. Die ersten Beobachtungen darüber, dass Nordlichter die Magnetnadel in Unruhe versetzen, stammen von Hiorter und Celsius in Upsala aus dem Jahre 1741. Seitdem haben die meisten Beobachter dieser Erscheinungen gefunden, dass Polarlichter sehr häufig von magnetischen Störungen begleitet sind. Auch folgen beide Erscheinungen dem Gang der Sonnenflecke.

In den Jahren 1847 und 1848 fand Siljeström zu Bossekop im nördlichsten Norwegen, dass die Art der Störung (östliche oder westliche) mit dem Übergange des Nordlichts vom Norden nach dem Süden des Himmels zusammenhing. Diese Beobachtung stimmte mit einer von Hansteen in Christiania in den Jahren 1830 und 1831 gemachten überein. Im Jahre 1830 war die Deklinationsstörung östlich, am 7. Jan. 1831

dagegen, als das Nordlicht sich weit nach Süden verbreitete, war sie mehr westlich.

Diese Beobachtungen scheinen anzudeuten, dass in den Nordlichtstrahlen eine Strömung von positiver Elektrizität von unten nach oben stattfindet. Findet diese Strömung (magnetisch) nördlich von der Magnetnadel statt, so wird sie nach Osten abgelenkt, und umgekehrt, wenn die Strömung im Süden der Nadel sich entwickelt. Wijkander hat ebenfalls aus den Beobachtungen der magnetischen Störungen bei der Expedition nach Spitzbergen 1872—1873 geschlossen, dass bei Nordlichtern positive Elektrizität hinaufströmt. Zu demselben Schluss führen die Beobachtungen aus Spitzbergen vom Jahre 1882—83, indem die östlichen Störungen der Deklination ihr Maximum am Vormittag (5 Uhr) ungefähr gleichzeitig mit der nördlichsten Lage der Nordlichter ($9^h\ 45^m$ V. M.) erreichen, während die westlichen Störungen und die südliche Lage der Nordlichter am Abend (7^h bezw. $8^h\ 50^m$ N. M.) durch ihre Maxima gehen.

Die auffälligsten Erscheinungen dieser Art beobachtete zu derselben Zeit Paulsen in Godthaab auf Grönland. Die Nordlichtstrahlen, welche im allgemeinen in der Richtung der magnetischen Kraftlinien verlaufen, stehen dort nahezu senkrecht. Eine Nordlichtdraperie, die im Süden liegt und über den Beobachter hin nach Norden wandert, erscheint, wenn sie durch den Zenith geht, in der Form eines Bandes. Paulsen und seine Mitarbeiter beobachteten nun, dass in dem Moment, in welchem ein solches Nordlichtband den Zenith durchlief, die Magnetnadelstellung sich änderte, und zwar war die Abweichung östlich, so lange das Nordlicht im Norden, westlich, so lange es im Süden stand.

Polarlichtentfaltungen brauchen nicht von magnetischen Störungen und diese wiederum nicht von Polarlichtern begleitet zu sein. Diese Bemerkung ist schon längst gemacht worden, ohne die Ansicht, dass die Polarlichter mit elektrischen Entladungen verknüpft sind, erschüttern zu können. Die Störungen erreichen nur selten die Grössenordnung von einem oder ein paar Graden, in einem vereinzelten Fall (Polarisbai am Febr. 1872 nach Bessels) erreichte die Störung 12^0. (Hood scheint nach Fritz noch grössere Abweichungen zu Cumberlandhouse 1820—1821 beobachtet zu haben). Im allgemeinen scheinen die Störungen in der Nähe der magnetischen Pole — wie ja zu erwarten — ungewöhnlich grosse Winkel zu umfassen. So erreichte die Schwankung der Deklinationsnadel zwischen 8^h V. M. und 4^h N. M. am 15. Nov. 1882 etwa $10{,}2^0$ zu Kinguafjord, $10{,}8^0$ zu Fort Conger und $4{,}4^0$ zu Fort Rat gegen nur

0,2° zu Pawlowsk. Schwache Nordlichter, besonders wenn sie ziemlich gleichmässig nach Norden und Süden von der Beobachtungsstelle verbreitet sind und in hohen oder überhaupt entfernten Luftschichten ihren Sitz haben, können sehr wohl die Magnetnadel in Ruhe lassen. Andererseits kann die Magnetnadel durch andere Umstände, wie heftige Winde, Erdströme, Erdbeben und durch mechanische Erschütterungen in Unruhe versetzt werden.

Trotzdem sind nicht alle solche Abweichungen in dieser Weise zu erklären. Man hat prachtvolle Nordlichter beobachtet, bei welchen die Magnetnadel ruhig blieb. Häufig hat man beobachtet, das die magnetischen Störungen einige Stunden (4—6) vor der stärksten Nordlichtentfaltung ihr Maximum erreichten.

Paulsen wurde daher zu der Annahme geführt, dass die Polarlichter nicht notwendig in der Strömungsbahn der gleichzeitigen elektrischen Entladung, sondern häufig zur Seite derselben ungefähr wie die Kathodenstrahlen entstehen. Er nahm deshalb an, dass die Polarlichter Folgen von Kathodenstrahlen seien. Auf diese Weise erklärte er die Wolkenbildung, welche meistens den Polarlichtern folgt und im dunklen Segment sich geltend macht (vgl. S. 907). Die Kathodenstrahlen rufen nämlich nach Lenards Untersuchungen Kondensationen hervor. Weiter war auf diese Weise die Richtung der Nordlichtstrahlen parallel der Richtung der magnetischen Kraftlinien leicht zu deuten. Wenn nämlich ein Bündel von Kathodenstrahlen schräg zu den Kraftlinien des magnetischen Feldes gerichtet ist, so wird seine Richtung stetig abgelenkt, so dass es eine Spirale um eine Kraftlinie beschreibt und in einiger Entfernung als längs der Kraftlinie verlaufend erscheint. Da weiter der Zusammenhang der Polarlichter mit der Sonnenstrahlung deutlich hervortritt, nahm Paulsen an, dass „die elektrischen Moleküle die Energie der Sonnenstrahlen aufspeichern und dieselbe nachher in Form von Polarlichtern abgeben.“

Die Beobachtungen über die Strömungsrichtung der Elektrizität bei Polarlichtentfaltungen lehren, dass das elektrische Potential der äussersten Luftschichten negativ gegenüber demjenigen der mittleren Luftschichten ist. Zu den elektrischen Ladungen der Erdoberfläche und der ihr nächstliegenden Luftschichten, welche negativ sind, und der mittleren Luftschichten (2000—5000 m Höhe), welche ungefähr ebenso stark und positiv sind, kommt also noch eine Ladung der höheren Luftschichten mit negativer Elektrizität hinzu. Wenn neuerdings mehrfach die Ansicht geäussert worden ist, dass die Erde als Ganzes ungeladen

sei, nachdem die beiden zuerst erwähnten Ladungen einander ziemlich ausgleichen, so ist die Ladung der höchsten Luftschichten dabei übersehen worden.

Die Nordlichter haben einen Einfluss auf die elektrische Ladung der Erde. So z. B. berichtet Paulsen, dass bisweilen bei starken Nordlichtentfaltungen die Erde positiv geladen wird, oder wie man gewöhnlich sich ausdrückt, die Luftelektrizität wird negativ. Es ist leicht einzusehen, dass, wenn positive Elektrizitätsmengen aus den mittleren Luftschichten hinauf zu den höchsten atmosphärischen Schichten strömen und von da zur Seite sich ausbreiten, die negative Ladung der Erde abnehmen muss. Wenn die positive Ladung der mittleren Schichten sogar durch eine negative Ladung ersetzt wird, so kann die Ladung der Erde ebenfalls ihr Zeichen wechseln. Jedoch scheint dies nach den Beobachtungen Andrées auf Spitzbergen nur selten vorzukommen; bei den kräftigsten Nordlichtentfaltungen sank das Potentialgefälle auf im Mittel 53 Proz. seines normalen Wertes. Kurze Zeit danach nahm aber das Potentialgefälle wieder relativ hohe Werte an. Die in den mittleren Luftschichten angehäuften negativen Elektrizitätsmengen wurden offenbar bald (durch Niederschlag) zur Erde geführt und die mittleren Luftschichten nahmen ihre normale positive Ladung wieder an. Die Erdoberfläche erhielt dadurch eine ungewöhnlich starke Ladung. Dasselbe trat bei schwachen diffusen Nordlichtern ein. In diesen Fällen war die Zufuhr von negativer Elektrizität zu den mittleren Luftschichten wahrscheinlich so langsam, dass die Abfuhr zur Erde ihr gleich kam und eine stark negative Ladung der Erdoberfläche entstand.

Theoretisches über die Polarlichter. Schon oben bei der Besprechung der elfjährigen Periode der Sonnenflecke und damit verwandter Erscheinungen, zu welchen die Polarlichter gehören, wurden wir zu der Annahme geführt, dass ein stetiger Strom von negativ geladenen kleinen Partikelchen von der Sonne ausgeht, welcher die Erde trifft. Inzwischen hat Schwarzschild gezeigt, dass diese Partikelchen, wenn sie unter eine gewisse Grösse sinken, schwächer von der Sonne abgestossen und zuletzt wieder von ihr angezogen werden. Es kann deshalb sehr wohl geschehen, dass ein anfangs abgestossenes Partikel, das durch Verdunstung zusammen geschwunden ist, wieder zur Sonne zurückgezogen wird. Die Schar der zurückkehrenden Partikelchen (die relativ gross oder klein sind), fällt auf die von der Sonne abgewendete Seite der Erde nieder (vgl. S. 154).

Ausser den oben (S. 152—154) besprochenen Eigenschaften der Polar-

lichter lassen sich die tägliche Periode, wonach mehr Polarlichter vor als nach Mitternacht vorkommen, ebenso die stärkere Entwickelung der Polarlichter im Sommer als im Winter, die sich zeigt, wenn die störende Wirkung der Beleuchtung berücksichtigt wird, leicht verstehen.

Die Periode nach tropischem Monat beruht wahrscheinlich auf der elektrostatischen Wirkung des negativ geladenen Mondes; dieser treibt die negative Elektrizität von den Teilen der Luft weg, über welchen er steht. Wegen der Langsamkeit, mit welcher die elektrisch geladenen Partikelchen fortgeschoben werden, macht sich diese Wirkung im Laufe des Mondtages nur schwach geltend; im Laufe eines tropischen Monats kann die Wirkung besser hervortreten. Mit diesen Schwankungen der Polarlichter gehen diejenigen der Luftelektrizität parallel, beruhend darauf, dass die vom Nordlicht ionisierte Luft einen Teil ihrer negativen Ionen unter Vermittelung von Niederschlägen der Erdoberfläche abgiebt.

Einfluss des Strahlungsdruckes auf den Luftdruck. Auch die halbtägige barometrische Schwankung wird mit Hilfe des Strahlungsdruckes erklärlich. Die kleinen Massenteile aus dem Weltraum fallen, wie erwähnt, am meisten auf die der Sonne abgewandte Seite der Erde. Dort lagert sich also in die höchsten Luftschichten (etwa 400 km) eine dünne Massenschicht, eine Art Ausbuchtung der Erdatmosphäre. Ihre Massenteile, die an der Erddrehung noch nicht teilnehmen, haben also am Äquator relativ zur Erdoberfläche eine Bewegung von 465 m pro Sekunde von Osten nach Westen. Diese Bewegung teilt sich den tieferen Schichten teilweise mit, so dass dieselben, wie die leuchtenden Wolken zeigen (Höhe etwa 100 km), eine nach Westen gerichtete Bewegung erhalten, während die Schicht, in der die Cirri schweben, sich stark nach Osten bewegt. Die Ausbuchtung der Atmosphäre wird im Gegenpunkt der Sonne stark heraustreten.

Wir können uns demnach den Effekt so vorstellen, als ob die Atmosphäre aus einem unvergleichlich grössten Teil besteht, welcher gewissermaassen als mit der Erde fest verbunden angesehen werden kann, und einer äusserst dünnen äusseren Schale, die auf der Nachtseite die eigentliche Atmosphäre überlagert und ihre grösste Mächtigkeit im Gegenpunkt der Sonne besitzt. Auf der Nachtseite der Erde wird demzufolge der Barometerdruck eines jeden Ortes um Mitternacht ein Maximum durchlaufen, das in den äquatorialen Gegenden relativ stark ausgeprägt ist, in den polaren dagegen verschwindet.

Auf der der Sonne zugewendeten Seite üben die von der Sonnen-

seite einstürzenden Partikelchen in den höchsten Luftschichten einen Druck aus, der in der Strahlungsrichtung dem Cosinus der geographischen Breite, φ, proportional ist. (Dabei wird der Einfachheit halber vorausgesetzt, dass die Sonne im Äquator steht, wobei die pro Flächeneinheit einfallende Sonnenstaubmenge dem cos φ proportional ist.) Der Druck in vertikaler Richtung wird dem $\cos^2 \varphi$ proportional. Dieser Druck in der obersten Schicht wird eine kleine Zunahme ihrer Dichtigkeit zu Folge haben, die oberste Schicht drückt (vgl. S. 579) auf die nächstfolgende, deren Dichte in demselben Verhältnis zunimmt, und so weiter durch die ganze Atmosphäre, so dass die totale Druckschwankung proportional der überlagernden Luftmasse ist, was der Erfahrung entspricht (vgl. S. 604). Die Abnahme der Schwankung gegen die Pole hin erfolgt aber schneller als dem $\cos^2 \varphi$ proportional, etwa so wie diejenige von $\cos^3 \varphi$ (vgl. S. 603).

Danach könnte man erwarten, das Maximum des Luftdruckes in der Mittagszeit zu finden, es fällt aber $1^h\ 36^m$ früher (Phasenwinkel 156°, vgl. S. 603). Die Ursache dieser Verschiebung dürfte eine schwache elektrische Abstossung der in der Luft suspendierten negativ elektrischen Partikelchen durch das elektrische Kraftfeld der Erde sein, die die Schwerenwirkung der Luft teilweise aufhebt. Diese Abstossung, die der besprochenen Druckzunahme entgegengesetzt gerichtet wirkt, ist um so grösser, je mehr Partikelchen in der Luft vorhanden sind, d. h. sie ist nach Mittag stärker als vor Mittag (vgl. S. 154). Auf diese Weise wird die Verschiebung des Maximums in die Vormittagsstunden verständlich.

Auf der Nachtseite erhält man in ähnlicher Weise ein Maximum des Luftdruckes zur Mitternachtszeit. Die Grösse dieses Maximums muss ebenso wie diejenige des Tagesmaximums gegen die Pole hin sehr schnell abnehmen. Die beiden Schwankungen entsprechen zusammen sehr nahe der halbtägigen Schwankung des Barometers.

Auch die jährliche Veränderung dieser Schwankung wird leicht erklärlich. Die Maxima im März und September entsprechen den grössten Entfernungen der Erde vom Sonnenäquator und die Minima in Dezember und Juni dem Durchgang der Erde durch die Äquatorialebene der Sonne (vgl. S. 153). Von diesen Minimis ist — in der Nähe des Äquators bis zu etwa 45° Breite — dasjenige im Juni auf beiden Halbkugeln tiefer als dasjenige im Dezember, entsprechend der Sonnenferne im Juli, der Sonnennähe im Januar. Weiter vom Äquator machen sich die Jahreszeiten geltend (S. 552); zufolge der geringen Sonnenstrahlung im Winter

der nördlichen Erdhälfte ist daselbst das Dezemberminimum tiefer als das Juniminimum (nördlich von 45° N. Br., vgl. S. 603).

Anwendung der Strahlungsdrucktheorie auf den neuen Stern im Perseus. Während die Schilderung der neuen Sterne (S. 60) schon im Druck war, ist eine Nova erschienen, die die merkwürdigste seit dem tychonischen Stern ist. In der Nacht 21—22. Februar 1901 erschien im Sternbild Perseus ein neuer Stern 2,7. Grösse. Seine Helligkeit nahm erst schnell zu, so dass er am 23. Februar heller als die nahe gelegene Capella war, etwa wie Sirius. Danach nahm sie etwas langsamer ab, blieb über 1. Grösse noch am 25. Februar, über 2. Grösse bis zum 1. März, über 3. bis zum 6. und über 4. Grösse bis zum 24. März. Nachher ist die Helligkeit allmählich gesunken (im Februar 1902 war die Grösse 7,8. 15. Juli 1902 9,0), aber nicht stetig, sondern mit periodischen Schwankungen, sowohl der Helligkeit als auch der Farbe. Anfangs waren die Minima kurz, wie bei den Algolsternen, und die Periode betrug etwa drei Tage, später wuchs die Periode auf etwa fünf Tage. Die Minima wurden jetzt lang ausgezogen, die Maxima dagegen von kurzer Dauer. Das Aufflackern dauerte zuletzt nur einige Stunden.

Das Spektrum dieses ausserordentlich merkwürdigen Himmelsobjektes zeigte die grösste Ähnlichkeit mit demjenigen der Nova im Fuhrmann (Fig. 7). Die dunklen Wasserstofflinien und die Linien H und K hatten eine starke Verschiebung nach Violett, welche sich an den anderen dunklen Linien nicht — oder in geringerem Maasse — zeigte. Daraus berechnete sich eine Geschwindigkeit der absorbierenden Wasserstoffmassen von etwa 700 km in der Sekunde. Die Explosivstoffe im neuen Stern bestanden danach hauptsächlich aus Wasserstoffverbindungen (wahrscheinlich mit Kohlenstoff). Der Wasserstoff, der bei den Eruptionen auf der Sonne, die sich als Protuberanzen kundgeben, die wichtigste Rolle spielt, war also auch bei der Explosion auf dem neuen Stern der wichtigste Sprengstoff. Da keine anderen Wasserstoffmassen absorbierend wirken konnten, als die zwischen Beobachter und dem glühenden Stern liegenden, mussten sie eine grosse Geschwindigkeit gegen den Beobachter besitzen, also Linienverschiebung gegen Violett zeigen. Die hellen Wasserstofflinien, die von noch nicht abgekühlten Gasmassen in der Nähe des Sterns herrührten, konnten auch beobachtet werden, wenn die Massen von dem Beobachter wegströmten; sie waren deshalb nach Rot verbreitert.

Zuletzt zeigte das Spektrum immer mehr einen Nebelcharakter des Sterns an (von April 1901 ab). Dieser Nebel entspricht vollkommen demjenigen bei anderen neuen Sternen (vgl. Seite 62).

Es sind aber andere Nebel in der Umgebung der Nova Persei, welche das grösste Aufsehen erregt haben. Im August 1901 meldete M. Wolf, er habe viele zarte Nebelstreifen in der Nähe der Nova entdeckt. Sehr genaue Beobachtungen über diese Nebelgebilde führte dann Ritchey mit Hilfe des grossen Spiegelteleskopes der Yerkessternwarte aus. Die photographische Aufnahme zeigte mehrere Bogen oder spiralig gewundene Gebilde, die ausserhalb einander um die Nova als Mittelpunkt lagen. Diese Nebel entfernten sich mit sehr grosser Geschwindigkeit vom Centrum. Nach Perrines Analyse der an der Lick-Sternwarte aufgenommenen Photographien sind folgende Thatsachen festgestellt:

Im Januar 1902 umgaben zwei Ringe, ein innerer, hellerer von etwa 15″ Durchmesser, und ein schwächerer äusserer von etwa 30″ Durchmesser die Nova. Die beiden Ringe dehnten sich aus mit Geschwindigkeiten von 1,4″ bezw. 2,8″ pro Tag (29. März 1901 bis Jan. 1902). Aus dieser Bewegung, als gleichmässig angenommen, berechnet man, dass der innere Ring von der Nova am 8. Febr., der äussere am 16. Febr. 1901 ausgegangen war. Diese Daten sind innerhalb der Beobachtungsfehler als untereinander und mit der Aufleuchtungszeit der Nova (Max. 23. Febr.) identisch anzusehen.

Die Ringe haben eine ausgeprägte Struktur mit hervortretenden Kondensationscentren oder Knoten. Die Bewegungen dieser Knoten sind gewöhnlich nicht radial, sondern enthalten starke tangentiale Komponente, die bisweilen nach der einen, bisweilen nach der anderen Seite gerichtet sind. Die Nebelteile zeigen keine merkliche Polarisation, wie man von reflektiertem Licht (z. B. in der Sonnenkorona oder im Tierkreislicht) zu erwarten hat. Der innere Ring verblasst, der äussere dagegen hat eine Zunahme der Helligkeit gezeigt. Einige Nebelteile zeigen geringe oder keine Verschiebung.

Um diese Eigentümlichkeiten zu erklären, versuchten Kapteyn und Wolf die Hypothese, dass das Licht, das während der grössten Helligkeit der Nova ausgesandt wurde, sich allmählich ausbreitet und unseren Augen immer neue, vorher wegen mangelnder Beleuchtung unsichtbare, Nebelstreifen enthüllt. Da aber das Licht die Erde passiert hat, müssten wohl die beleuchteten Nebelstreifen auf dem ganzen Himmel verteilt sein. Die beobachtete Geschwindigkeit muss deshalb geringer sein als diejenige des Lichtes. Ausserdem sind die zwei verschiedenen Geschwindigkeiten nach dieser Hypothese unverständlich und die Reflexion des Lichtes durch Nebelgase physikalisch unhaltbar. Ferner ist das Licht nicht polarisiert, also auch nicht reflektiert.

Wilsing vermutete deshalb, dass hier eine Wirkung ähnlich derjenigen bei Kometenschweifen vorliegt, und Very deutete an, dass der Strahlungsdruck vielleicht etwas mit der Bewegung zu thun habe.

In der That lassen sich auf diese Weise die grössten Schwierigkeiten vermeiden. Die Strahlung der Nova muss bei ihrer Maximalhelligkeit so gross gewesen sein, dass die weggestossenen kleinen Partikelchen beinahe alle Geschwindigkeiten unter derjenigen des Lichtes erreichen konnten. Wie bei Kometen mit zwei verschieden gekrümmten Schweifen, wären hier zwei Geschwindigkeiten, die hauptsächlich (aber nicht ausschliesslich) vorkommenden und diesen entsprächen die beiden Ringe, in welchen demnach immer neue Teile zum Vorschein kommen. Die stillstehenden Teile wären dagegen feststehende Nebel, die nacheinander von Partikelchen verschiedener Geschwindigkeit erreicht werden. Das ausgesandte Licht würde wie bei anderen Nebeln von elektrischen Entladungen herrühren, also nicht polarisiert sein. Vielleicht werden auch Nebelteile durch den Stoss der Partikelchen etwas verschoben. Die Zunahme des Lichtes des äusseren Ringes scheint anzudeuten, dass der im Himmelsraum fein verteilte Nebelstoff von den kleinen Partikelchen so zu sagen zusammengekehrt wird, so dass die Dichte des fortgetriebenen äusseren Nebels immer zunimmt. Die Abnahme der Lichtstärke des inneren Ringes ist wohl ganz einfach als die Folge der zunehmenden Ausbreitung anzusehen.

XVIII. Der Erdmagnetismus.

Die horizontale Richtung der frei aufgehängten Magnetnadel (Deklination). Schon sehr frühzeitig war es bekannt, dass die Magnetnadel gegen Norden zeigt. Die Kenntnis dieser Eigenschaft scheint durch die Araber von den Chinesen nach Europa übergeführt worden zu sein. Der englische Scholastiker Alexander Neckam spricht darüber im 12. Jahrhundert. Dem im 14. Jahrhundert lebenden italienischen Schiffer Flavio Gioja schiebt man häufig die Erfindung des Kompasses zu, der Kompass wird aber schon in einem Gedicht von Guyot de Provins im Jahre 1190 als Wegweiser der Schiffer bei bewölktem Himmel erwähnt. Nach Wehner soll man schon im frühen Mittelalter den Magneten zur Orientierung (d. h. Bestimmung des Ost-Punktes) der Kirchen benutzt haben.

Die Chinesen, welche den Kompass seit etwa Anfang unserer Zeitrechnung benutzten, haben auch gefunden, dass die Richtung der Magnetnadel nicht gerade nach Norden hinzielt, sondern eine sogenannte Abweichung oder Deklination von der astronomisch bestimmten Nord-Südlinie zeigt. Die Deklination wird in einer chinesischen Naturlehre vom Jahre 1111 zu 15° westlich angegeben. Das Verdienst, die Deklination im Abendlande zuerst nachgewiesen zu haben, wird Columbus zugeschrieben, welcher am 13. Sept. 1492 auf seiner Entdeckungsreise nach Amerika 200 Seemeilen W. von Ferro die Missweisung (5,5° westl.) des Kompasses entdeckte. — Man bestimmte später den damals durch die Insel Ferro gehenden Nullmeridian, welcher die neue und die alte Welt trennen sollte, so, dass daselbst die Deklination Null sein sollte. Wegen der sekulären Änderung der Deklination war diese Bestimmungsweise sehr unpraktisch. — Eine recht unsichere Angabe vom Jahre 1681 besagt, dass ein gewisser Peter Adsigerius im Jahre 1269 eine Deklination von 5° wahrgenommen habe. Die erste genaue Deklinationsbestimmung wurde im Jahre 1510 zu Rom von Georg Hartmann aus-

geführt, welcher fand, dass daselbst das Nordende der Magnetnadel sich 6° nach Osten von der Nord-Südlinie einstellte. Mit anderen Worten, die magnetische Deklination zu Rom im Jahre 1510 war 6° östlich. Später (1536) führte Hartmann eine Bestimmung der Deklination zu Nürnberg aus. Er fand sie da gleich $10\frac{1}{2}$° östlich. Borough machte in London 1581 sehr genaue Deklinationsbestimmungen und fand sogar, dass die Magnetnadel ihre Stellung mit der Sonnenhöhe (d. h. der Tageszeit) ändert.

Um die Deklination zu bestimmen, benutzt man eine gewöhnliche auf einem Achathütchen aufgehängte Magnetnadel, deren Spitzen über einem gradierten Kreisumfange spielen. Wenn die magnetische Achse der Nadel durch ihre Spitzen ginge, so wäre eine Ablesung der Lage der beiden Spitzen genügend. Nun trifft dies nicht allgemein zu. Deshalb ist die Nadel nur lose auf das Achathütchen aufgelegt, so dass man sie abnehmen und umdrehen kann, wobei ihre frühere Unterseite nach oben kommt. Man macht jetzt eine neue Doppelablesung. Die Mittelwerte zwischen den ersten und den letzten Ablesungen geben zwei Bestimmungen, deren Mittel den wahren Wert der Deklination darstellt (vgl. Fig. 279).

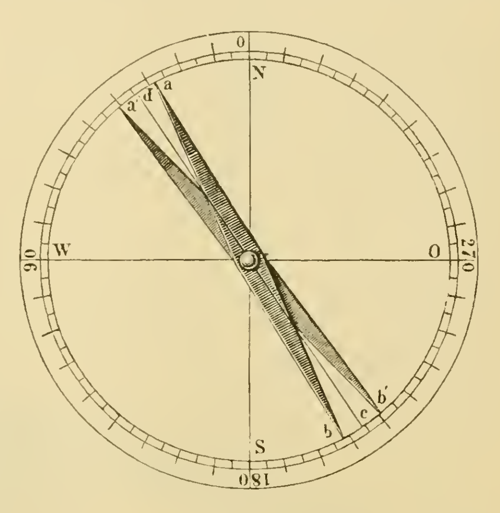


Fig. 279.

Wenn man die Abweichung der magnetischen Achse einer Nadel von der Verbindungslinie ihrer Spitzen einmal bestimmt hat, kann man sich damit begnügen und bei den folgenden Beobachtungen die bekannte Korrektion für die Abweichung einführen. Da die Magnete sich häufig langsam ändern, muss die Korrektion bisweilen neu bestimmt werden.

Die sogenannten magnetischen Theodoliten sind Verbesserungen dieses Instrumentes. Die Nadel wird an einem oder mehreren Coconfäden aufgehängt, der astronomische Meridian wird mit Hilfe eines Fernrohrs bestimmt, das auch (bei Gambeys Instrument) durch Vorlage einer Linse zur Ablesung der Nadelstellung dienen kann.

In neuerer Zeit hat man sogenannte Landesaufnahmen der magnetischen Konstanten in grossen Gebieten gemacht. Bei solchen Messungen benutzt man Reiseinstrumente. Ein solches Reiseinstrument nach Lamonts Konstruktion zeigt die nebenstehende Figur (Figg. 280—281).

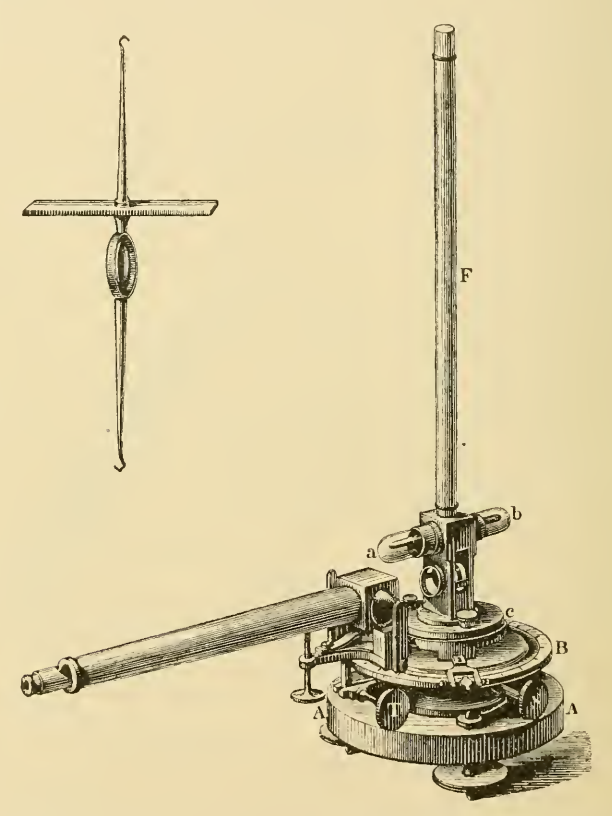


Fig. 280 und 281. Lamonts magnetisches Reiseinstrument.

Auf einem mit Stellschrauben versehenen soliden Fuss A ruht fest verbunden ein geteilter Kreis B. Darüber ist eine Scheibe C, die ein Fernrohr und zwei Nonien trägt, auf einem Zapfen drehbar gelagert. Sie wird in einer bestimmten Lage gegen A durch die Schraube S festgehalten. Die Schraube T dient zur genauen Justierung.

Das Fernrohr wird zuerst auf einen entfernten Gegenstand eingestellt (z. B. auf einen Kirchturm, eine Bergspitze oder ähnliches). Die Abweichung der Visierlinie von der Nord-Süd-Linie wird mit Hilfe einer

topographischen Karte bestimmt. Somit kennt man die Richtung der Nord-Süd-Linie auf dem Kreis *B*.

Auf *C* wird jetzt das Rohr *F* aufgeschraubt. Dieses trägt an einem Coconfaden den Magneten *a b*, der unten mit einem Spiegel fest verbunden ist (Fig. 281). Dieser Spiegel kann durch eine mit planparallelem Glas geschlossene Öffnung visiert werden. Das Haarkreuz des Fernrohrs wird durch eine seitliche Öffnung im Fernrohr beleuchtet. Steht dann der Spiegel zur Fernrohrachse senkrecht, so sieht man durch das Ocular sowohl das Haarkreuz selbst wie sein Bild, welche einander überdecken. Zu einer genauen Einjustierung dienen in vertikaler Richtung die Schraube über *A*, in horizontaler die Schraube *T* (Fig. 280).

Den Winkel zwischen der magnetischen Achse der Magnetnadel *a b* und der Spiegelnormale hat man vorher in einem festen Observatorium bestimmt. Aus der Stellung des Fernrohrs beim Zusammenfallen des Haarkreuzes und seines Bildes zum bekannten geographischen Meridian auf dem Kreise *B* berechnet man die Deklination an dem Beobachtungspunkte.

Die Bestimmung der Deklination ist für die Schiffahrt von grösster Bedeutung. Man zeichnete deshalb schon früh Karten, auf welchen die Deklinationen an bestimmten Stellen angegeben wurden. Dazu dienen die sogenannten Isogonen, Linien, welche Orte verbinden, die gleiche Deklination aufweisen. Durch einen Blick auf die Isogonenkarte ersieht man sogleich mit für praktische Zwecke genügender Annäherung die Grösse der Deklination an jedem Punkte (vgl. Fig. 282).

Solche Isogonenkarten sind zuerst von dem englischen Astronomen Halley im Jahre 1701 konstruiert worden. Die Isogonen laufen auf jeder Halbkugel in zwei Punkten zusammen, dem magnetischen und dem geographischen Pol. Der magnetische Nordpol wurde im Jahre 1831 von Ross aufgefunden, er bestimmte seine Lage zu 70° 5,3′ n. Br. und 96° 45,3′ w. L. von Gr. Der magnetische Südpol ist noch nicht aufgefunden worden, er liegt in ungefähr 73° 20′ s. Br. und 148° ö. L. von Gr.

Dass die Isogonen am magnetischen Pole zusammenlaufen, beruht darauf, dass die Deklinationsnadel aus allen Richtungen gegen den Pol hinzielt. Die Deklination nimmt also in diesem Punkt alle mögliche Werte an. Am geographischen Pol, wo die Magnetnadel eine einzige Richtung hat, laufen alle Meridianlinien zusammen. Die Richtung der Magnetnadel in Bezug auf die Meridianlinie ist deshalb unbestimmt und nimmt in der Umgebung des Poles alle Werte zwischen 0° und 360° an.

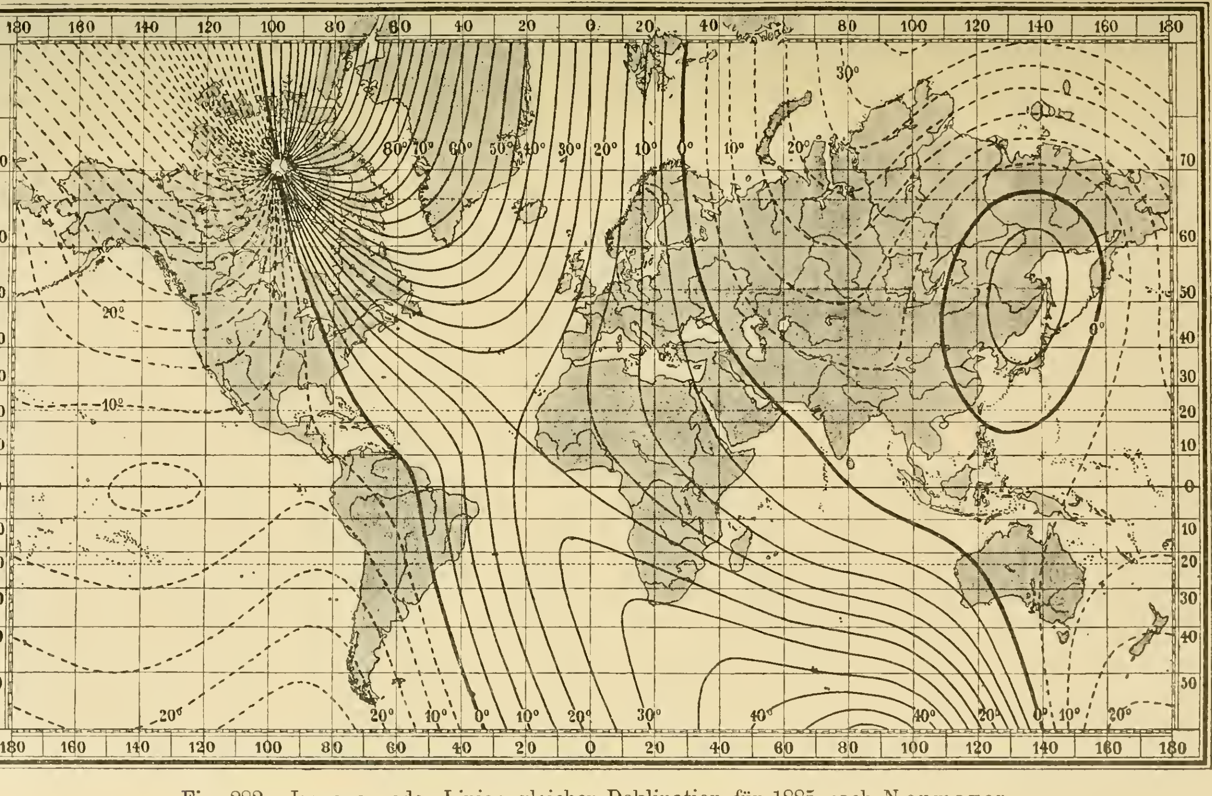


Fig. 282. Isogonen oder Linien gleicher Deklination für 1885 nach Neumayer.

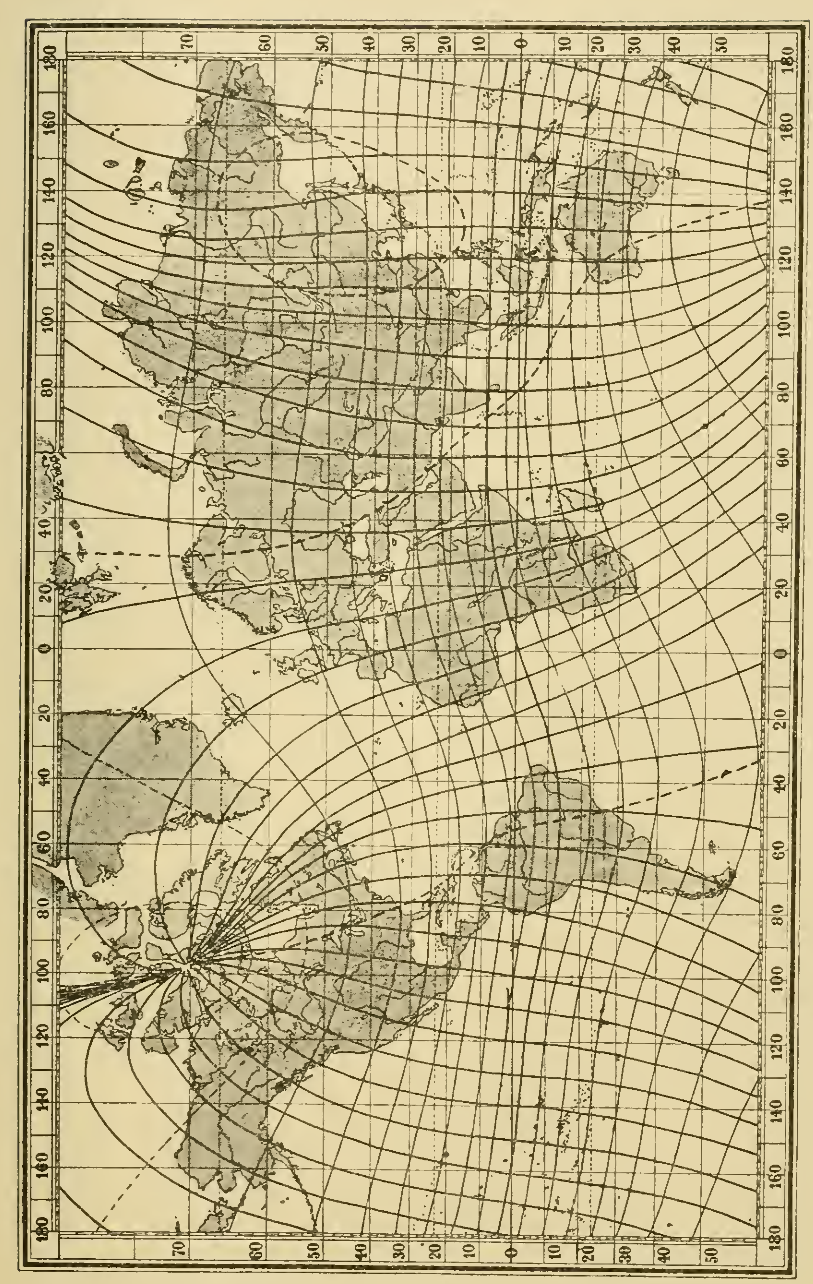


Fig. 283. Magnetische Meridiane und Parallelen (Äquipotentiallinien) für 1885 nach Neumayer.

Dass die Isogonen in den geographischen Polen zusammenlaufen, hat offenbar nichts mit den Eigenschaften des Erdmagnetismus zu thun, sondern beruht nur auf dem Gang der Meridianlinien an diesen Punkten. Die Isogonen sind deshalb nicht geeignet, eine Vorstellung von der Natur des Erdmagnetismus zu geben. Viel mehr sind die von Duperrey zuerst konstruierten magnetischen Meridiane und Parallelen in dieser Hinsicht lehrreich. Die magnetischen Meridiane sind so konstruiert, dass an jedem Orte der Karte ihre Tangente die Richtung der Magnetnadel hat. Die magnetischen Parallelen stehen auf den magnetischen Meridianen senkrecht. Die magnetischen Meridiane sind Kraftlinien, die Parallelen Äquipotentiallinien der horizontalen magnetischen Kraft. Eine solche Karte ist in Fig. 283 wiedergegeben.

Die Karten, welche diese Linien darstellen, sind nur für eine bestimmte Zeit giltig, weil die erdmagnetischen Elemente sich mit der Zeit stark ändern. So z. B. ging die Linie, welche die Deklination Null zeigt und welche auf der Karte (Fig. 282) durch einen dicken schwarzen Strich charakterisiert ist, im Jahre 1885 durch St. Petersburg, im Jahre 1673 durch Berlin und im Jahre 1492 über die Azoren (Ferro). Europa (mit Ausnahme von Russland), welches jetzt durchgängig westliche Deklination besitzt, zeigte demnach zu Columbus Zeiten östliche Deklination. Diese sogenannte sekuläre Variation ist wahrscheinlich periodisch, die Periodenlänge konnte aber wegen der kurzen Beobachtungszeit nicht genau festgestellt werden. Sie wird durch Karten, die sich auf verschiedene Epochen von 1555 ab beziehen, versinnlicht. Sie wurde zuerst im Jahre 1634 beachtet. Im Anfang des vorigen Jahrhunderts zeichnete Hansteen solche Karten für verschiedene Epochen. Theoretische Untersuchungen von grossem Interesse über diese sekuläre Veränderung sind in letzter Zeit besonders von Carlheim-Gyllenskiöld ausgeführt worden.

Wie stark die Isogonen sich mit der Zeit verschoben haben, zeigen folgende Ziffern.

Die Deklination zu London war:

1576 nach Borough	11° 15′ *E*
1580 „ „	11° 20′
1622 „ Gunter	6° 15′
1634 „ Gellibrand	4° 5′
1657	0
1818 (max. W.)	24° 30′ W.

Zu Paris war sie:

1550	8° 0′ *E*
1580	11° 30′
1634	4° 16′
1666	0 0
1688	4° 30′ *W*
1710	10° 50′
1736	15° 45′
1773	20° 0′
1814	22° 34′ (max.)
1860	19° 23′

Fig. 284 giebt diesen Gang bildlich wieder.

In Mittel-Europa nimmt die westliche Deklination um etwa 6′ jährlich ab. Die Schnittpunkte der beiden agonischen Linien, längs welchen die Deklination Null ist, mit dem Äquator, haben folgende Lage gehabt:

Jahr 1600	7° *E*	116° *E*		
1700	17° *W*	119		
1730	29	93		
1744	32	85	— —	120 *E*
1756	32	78	92 *E*	122
1770	38	78	96	121
1787	39	81	105	117
1800	42	100		
1823	43	82		
1840	48	—		
1885	56	79		
1895	57	78		

Die erste agonische Linie zeigt einen ziemlich regelmässigen Gang mit der Zeit, die zweite dagegen nicht. Sie erreicht ein östliches Maximum im Jahre 1700, geht durch ein Minimum etwa im Jahre 1760 und durch ein Maximum im Jahre 1800 und scheint jetzt wieder in der Nähe eines Minimums zu liegen.

Diese grossen Unregelmässigkeiten hängen offenbar mit der Wanderung des eigentümlichen ostasiatischen Gebietes von westlicher Deklination zusammen, welches sich jetzt nur bis zu 16° n. Br. in südlicher Richtung erstreckt (s. Fig. 282), im 18. Jahrhundert aber eine Zeit lang auf die

südliche Halbkugel übergriff, wodurch am Äquator zwei neue Punkte ohne Deklination entstanden.

Auch die Lage der magnetischen Pole hat sich mit der Zeit stark verändert. Dieselbe ist durch folgende Tabelle angegeben.

Magnetischer Nordpol.		
1700	75⁰ n. Br.	116⁰ w. L.
1770	66	104
1823	68	97
1888	71	98
1895	70	97

Magnetischer Südpol.		
1825	76⁰ s. Br.	136⁰ e. L.
1885	74	145
1895	73	147

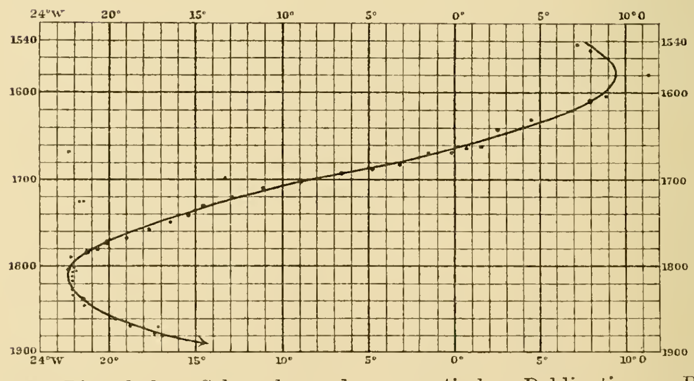


Fig. 284. Die sekuläre Schwankung der magnetischen Deklination zu Paris.

Die Inklination. Eine in ihrem Schwerpunkte aufgehängte Magnetnadel, wie ein Minenkompass, zeigt mit dem Nordende nicht nur gegen Norden, sondern auch (in unseren Gegenden) nach unten. Die Neigung gegen den Horizont wird Inklination genannt. Die erste genaue Inklinationsbestimmung wurde im Jahre 1576 von dem Konstrukteur des Inklinatoriums Robert Norman in London ausgeführt. Er fand $71^0 50'$. Aus dem Jahre 1544 liegt schon eine Beobachtung aus Nürnberg von Georg Hartmann vor, er fand jedoch 9^0 anstatt etwa 70^0.

Die Bestimmung der Inklination ist viel schwieriger als diejenige der Deklination und zwar hauptsächlich deshalb, weil es unmöglich ist, die

Magnetnadel genau im Schwerpunkt aufzuhängen. Man kann dem einigermaassen nahe kommen, indem man die Nadel so vollständig wie möglich entmagnetisiert (durch Ausglühen und Abschrecken in einer Lage senkrecht zur Richtung der erdmagnetischen Kraftlinien; die Drehungsachse der Nadel soll mit anderen Worten diesen Kraftlinien parallel gerichtet sein); dann die Nadel bearbeitet, bis der Schwerpunkt möglichst genau in die Achse fällt, was man daraus erkennt,

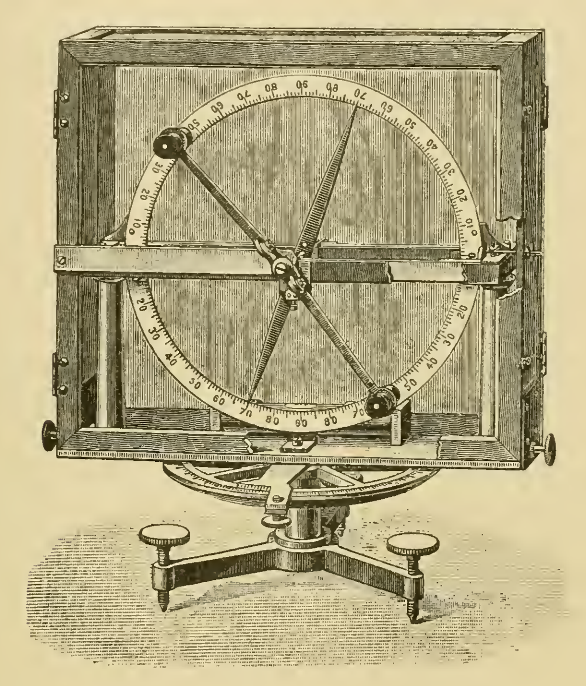


Fig. 285. Inklinatorium von Gambey.

dass die Gleichgewichtslage, wenn die Nadel in den beiden Endpunkten der Achse unterstützt wird, indifferent ist. Erst dann wird die Nadel in ihrer Längsrichtung magnetisiert und im Schwerpunkt mit der Achse im Mittelpunkt eines gradierten Kreises aufgehängt. Dieser vertikale Kreis ist um eine senkrechte Achse drehbar, wobei die Drehung auf einem horizontalen Kreis abgelesen werden kann. Zur Vermeidung störender Luftströmungen stülpt man einen Glaskasten über den vertikalen Kreis. Das ganze Instrument wird Inklinatorium genannt (Fig. 285).

Man liest die Lage der beiden Spitzen der Nadel auf der Kreisskala gewöhnlich mit Hilfe einer Lupe ab. Um den Fehler auszugleichen, der durch die Abweichung der magnetischen Achse von der Verbindungslinie der Spitzen entsteht, wird die Nadel wie bei der Deklinationsbestimmung umgedreht. Dann wird der vertikale Kreis des Inklinatoriums um 180° gedreht und dieselben Ablesungen werden wiederholt. Dadurch gleichen sich einige Fehler aus, die auf mangelnder horizontaler Einstellung und ungenauer Teilung des Kreises beruhen.

In den meisten Fällen schreibt man noch vor, die Nadel mit Hilfe kräftiger Stahlmagnete zu ummagnetisieren, und dieselben Beobachtungen dann zu wiederholen. Auf diese Weise korrigiert man für die excentrische Lage des Schwerpunktes. Es wird dabei vorausgesetzt, dass es gelingt, bei der Ummagnetisierung der Nadel dieselbe Stärke des Magnetismus jedesmal zu geben. Da dies kaum möglich ist, zieht man bisweilen vor, die betreffende Korrektion einmal in einem magnetischen Observatorium durch besondere Versuche zu ermitteln und die Ummagnetisierung zu unterlassen. Man gewinnt dadurch Zeit und entgeht der Störung durch die tägliche Veränderung.

In einigen Inklinatorien rollt die Nadelachse auf Achatplatten, die nicht vollkommen horizontal sind, wodurch ein neuer Fehler eingeführt wird. Demselben wird teilweise durch die Drehung um 180° abgeholfen.

In den Instrumenten von Barrow ist die Nadel kurz und man beobachtet ihre Spitzen mit Hilfe von zwei Mikroskopen, die mit Nonien fest verbunden sind, welche an dem vertikalen Kreis gleiten. Diese Konstruktion hat den Vorteil, dass Stösse der Nadelspitzen gegen die Kreisteilung nicht vorkommen können. Ausserdem verbiegen sich lange Nadeln etwas, wie Joule angemerkt hat. Der daraus entstehende Fehler erreicht bei den 11,5 cm langen und 1,2 cm breiten Nadeln, die man in Greenwich verwendet, $1,25' \sin 2i$, wo i die Inklination bedeutet. Der Fehler wächst proportional der vierten Potenz der Länge und umgekehrt proportional dem Quadrat der Breite. Für die Brunnerschen 6,5 cm langen, 1,2 cm breiten Nadeln ist er 10mal geringer. Eine andere Anordnung ist von Brunner eingeführt worden. Die Nadelspitzen spielen in seinem Instrument über zwei kleinen Hohlspiegeln, die an dem Nonien tragenden Durchmesser befestigt sind. Steht die Spitze genau im Mittelpunkt des Spiegels, so berührt sie ihr Spiegelbild, sonst sieht man einen Zwischenraum. Die Ablesung ist sehr scharf und geschieht mittelst einer Lupe.

Die Inklinationsbestimmungen sind auf diese Weise kaum genauer

als auf ein paar Bogenminuten auszuführen, während die Deklinationsbestimmungen etwa zehnmal so genau sind.

Man hat deshalb nach anderen Methoden gesucht, um genauere und bequemere Messungen zu erhalten. Auf dem Lamontschen Reiseinstrument werden mittelst Stützen zwei Stäbe aus sehr weichem Eisen in vertikaler Lage so befestigt, dass das untere Ende des einen Stabes genau östlich (magnetisch), das obere Ende des anderen Stabes genau westlich vom Mittelpunkt der Magnetnadel liegt. Zur grösseren Bequemlichkeit werden die Stäbe in messingene Hülsen eingeschoben, die an einem Kupferring befestigt sind, der auf das Instrument passt, so dass die Lage des Ringes immer dieselbe bleibt. Die Stäbe können auf vier Arten kombiniert werden durch Drehung des Ringes um je 180^0 um eine horizontale und um eine vertikale Achse. Ausserdem können die Stäbe in den messingenen Hülsen gedreht werden. Man erhält auf diese Weise acht Beobachtungen. Der in den Eisenstäben inducierte Magnetismus lenkt die Nadel von dem magnetischen Meridian ab und der Ablenkungswinkel wird gemessen. Dabei wird das Fernrohr samt dem aufgelegten Ring gedreht, so dass die Lage der Stäbe zur Magnetnadel bei der Ablesung immer die gleiche ist. Das Moment der ablenkenden Kraft wird der vertikalen Komponente, Y, des Erdmagnetismus proportional gesetzt, das bei Gleichgewicht ebenso grosse Kraftmoment, welches die Nadel in den magnetischen Meridian zurückzuführen strebt, ist dem Sinus des Ablenkungswinkels (v) und der horizontalen Komponente (X) der erdmagnetischen Kraft proportional. Man erhält so:

$$X \sin v = K \,.\, Y,$$

worin K eine Konstante bedeutet. Weiter gilt, falls i den Inklinationswinkel bedeutet:

$$\operatorname{tg} i = Y : X = \sin v : K.$$

Man bestimmt ein für alle mal den Wert von K in einem magnetischen Observatorium, dann erhält man aus den Beobachtungen die Grösse von i. Diese Methode hat sich jedoch als nicht ganz zuverlässig erwiesen, weil die Magnetisierung des Eisens den wirkenden magnetischen Kräften nicht genau proportional ist. Für die Temperatur muss korrigiert werden.

Eine andere Methode ist von Weber vorgeschlagen und später von Wild ausgeführt worden. Wenn man eine Drahtspule, deren Enden mit einem Galvanometer verbunden sind, so aufstellt, dass ihre Achse den

magnetischen Kraftlinien parallel liegt, und sie dann plötzlich um eine dazu senkrechte Achse um 180⁰ dreht, so giebt das Galvanometer einen Ausschlag, welcher (nach eingeführter Korrektion für die Dämpfung) der Intensität des magnetischen Kraftfeldes proportional ist.

Stellt man die Spulenachse einmal vertikal, ein anderes Mal nach der Deklinationsnadel gerichtet, so erhält man bei der Drehung um 180⁰ die relative Grösse der horizontalen (X) und vertikalen (Y) Komponente des Erdmagnetismus und folglich den Inklinationswinkel.

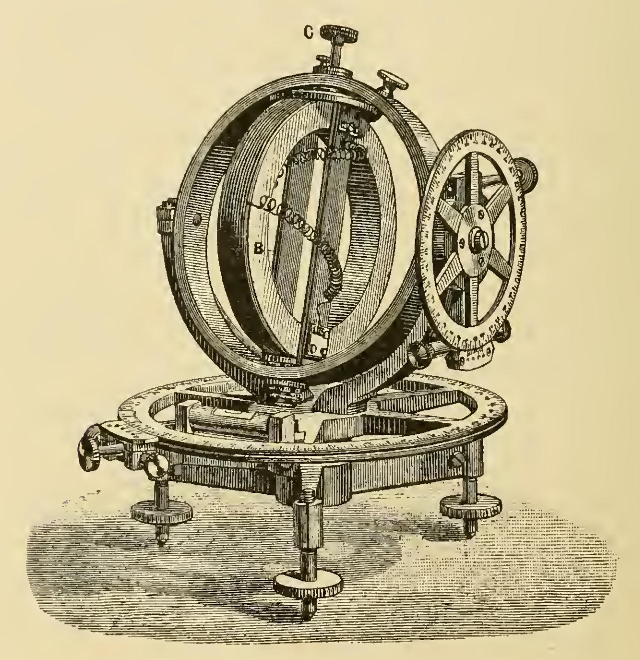


Fig. 286. Erdinduktor von W. Weber.

Steht die Spulenachse senkrecht auf den magnetischen Kraftlinien, so wird der Ausschlag bei einer Drehung um 180⁰ Null. Durch Vorsprünge, gegen welche der Rahmen der Spule schlägt, kann man die Grösse der Drehung auf genau 180⁰ begrenzen. Die Ausschläge können durch das sog. Multiplikationsverfahren stark vergrössert werden. Dieses besteht darin, die Nadel des Galvanometers durch die erste Drehung in Bewegung zu setzen, ihr dann bei Umkehr ihrer Schwingungsrichtung durch Rückdrehung der Spule um 180⁰ einen neuen Stoss zu geben und so weiter bei jeder Umkehrung.

Die Spule wird wie eine Inklinationsnadel mit einem vertikalen und einem horizontalen Kreis montiert (vgl. Fig. 286). Man kann dann leicht

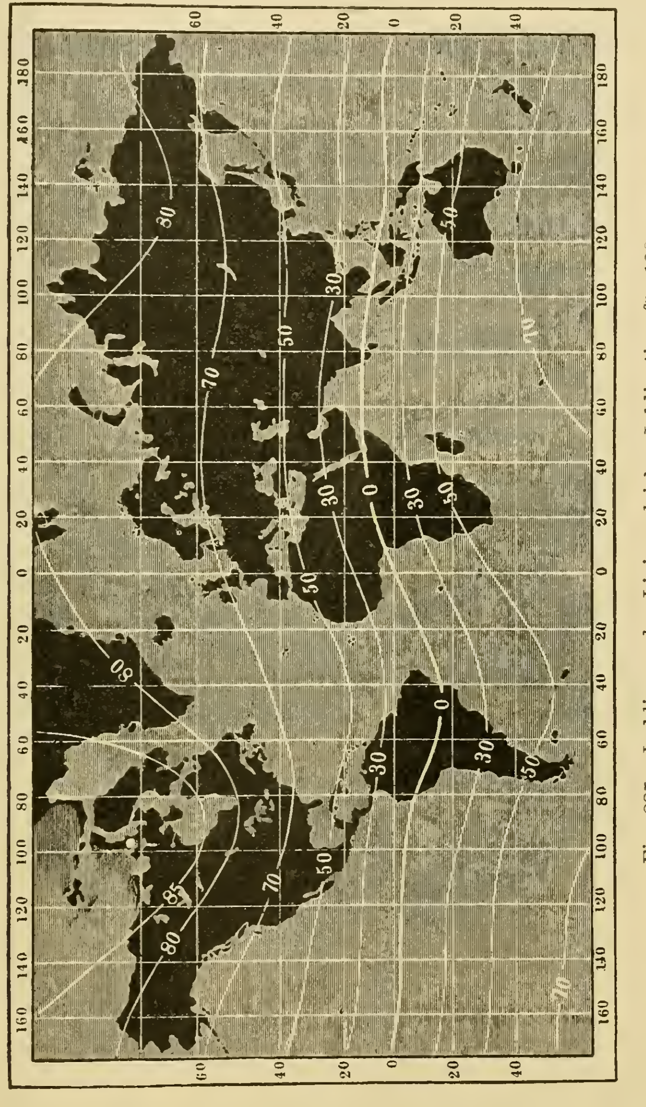


Fig. 287. Isoklinen oder Linien gleicher Inklination für 1860.

die Stellung aufsuchen, bei welcher kein Ausschlag bei Drehung um eine vertikale Achse resultiert. Die Spulenachse steht dabei auf der Richtung der Deklinationsnadel senkrecht. In ähnlicher Weise sucht

man nachher die Richtung der Kraftlinien in der Vertikalebene des magnetischen Meridians auf und findet so die Inklination.

Bei einigen Apparaten ersetzt man die Drehung um 180° durch eine kontinuierliche Drehung, wobei entweder ein Telephon als Stromindikator dient oder die Drehungsachse mit einem Kommutator versehen ist, der die entstehenden Wechselströme in Gleichströme verwandelt, welche galvanometrisch gemessen werden können. Bei Stromlosigkeit steht die Drehungsachse in der Richtung der Inklinationsnadel.

Die besten Apparate dieser Art sollen nach Wild eine Genauigkeit von 0,1′ geben. Kleinere Apparate, die als Reiseinstrumente benutzt werden können, sollen auf 1′ genaue Messungen geben.

Ebenso wie die magnetische Deklination von Ort zu Ort veränderlich ist, ist es auch die Inklination. Im allgemeinen nimmt sie von dem Äquator zu den Polen hin zu und auf der nördlichen Halbkugel neigt sich das Nordende gegen den Boden. Man hat seit Wilcke (1768) auf Karten Orte gleicher Inklination verbunden. Die so entstandenen Linien werden Isoklinen genannt. Die Fig. 287 giebt die Isoklinen für das Jahr 1860 wieder. Die Isokline Null, längs welcher die Inklination Null ist, auch der magnetische Äquator genannt, schneidet auf dieser Karte den geographischen Äquator 2° W und 174° W von Greenwich. In der alten Welt liegt sie nördlich vom Äquator und erreicht ihr nördliches Maximum im Omanschen Meer (13° n. Br.). Auf der westlichen Halbkugel erreicht sie ihre südliche Grenze (etwa 17° s. Br.) in Brasilien. Im grossen Ocean nähert sie sich dem geographischen Äquator und der Eindruck drängt sich auf, dass die grossen Landmassen Afrikas, Asiens und Südamerikas diese Linie gegen sich hinziehen. Die Schnittpunkte der Null-Isogone mit dem Aquator lag:

im Jahr 1700	bei	36° E			
1768	„	37° E			
1780	„	21° E	und	108° W	
1825	„	5° E	„	182° W	
1885	„	9° W	„	168° W.	

Die Inklination zu London, die 1576 71° 50′ betrug, ging im Jahre 1723 durch ein Maximum 74° 42′ und sinkt seitdem. 1821 war sie 70° 3′ und 1894 67° 6′.

Die jährliche Abnahme der Deklination beträgt jetzt in West- und Mittel-Europa 2—3′.

Die Horizontalintensität. Ausser der Deklination und Inklination giebt es bei dem Erdmagnetismus noch ein charakteristisches Element, nämlich die Intensität der magnetischen Kraft.

Anfangs begnügte man sich damit, relative Messungen der Stärke auszuführen. Dieser Art sind die umfassenden Messungen von Humboldt, Gay Lussac und Hansteen vom Anfang des vergangenen Jahrhunderts. Die Methode stammt von Borda (1776). Man hängt einen Magneten mittelst eines Seidenfadens in einer Dose horizontal auf und beobachtet die Anzahl Schwingungen in einer gegebenen Zeit, z. B. einer Stunde. Die Schwingungen müssen geringe Amplitude haben, sie werden deshalb mit Hilfe eines Mikroskopes beobachtet. Ist die betreffende Zahl an einer Stelle u, an einer anderen u_1, so gilt:

$$\frac{u^2}{{u_1}^2} = \frac{HM}{H_1 M_1}.$$

Das magnetische Moment M des Magneten kann als in beiden Fällen gleich angesehen werden, wenn er keinen Stössen, mechanischer Bearbeitung oder heftiger Erwärmung ausgesetzt gewesen ist.

Zwar nimmt das magnetische Moment zufolge des induzierten Magnetismus etwas zu nach der Formel:

$$M = M_0\ (1 + fH),$$

worin M_0 das Moment bei Aufhebung der horizontalen Komponente (H) des Erdmagnetismus und f einen kleinen nahezu konstanten Faktor bedeutet. Dieses f kann man experimentell in der Weise bestimmen, dass man den Magneten in eine lange Drahtspule einlegt, deren Enden mit einem Galvanometer verbunden sind. Man legt die Spule erst in die Richtung des magnetischen Meridians und dreht sie dann plötzlich senkrecht dazu. Das induzierte magnetische Moment verschwindet und man erhält einen dementsprechenden Ausschlag. Es giebt auch andere Methoden dieser Bestimmung. Man findet, dass bei stark magnetisierten Stahlstäben, deren Länge ihre Breite 30 mal übersteigt, f etwa 0,001 ist, also in den meisten Fällen vernachlässigt werden kann, besonders wenn H nicht allzu grossen Änderungen unterworfen ist.

Um gegen zufällige Fehler, welche die Magneten schwächen, geschützt zu sein, führt man bei solchen Messungen mehrere, gewöhnlich drei Magneten mit, deren Angaben einander kontrollieren.

Gauss gab zuerst eine genaue Methode an, die Stärke der Horizontalintensität zu messen. Derjenige Magnetstab, durch dessen Schwin-

gungen man HM bestimmt, wird in die Nähe einer Deklinationsnadel gebracht, deren Ablenkung aus dem magnetischen Meridian von dem Verhältnis der Stärke des Magneten und des erdmagnetischen Feldes abhängig ist. Aus dieser Abweichung kann man also $H|M$ berechnen. Beide Bestimmungen zusammen geben Werte von sowohl H wie M.

Es gelten hier folgende Formeln, in welchen K das Trägheitsmoment des Magnetstabes, M sein magnetisches Moment, L sein Polabstand, r die Entfernung seines Mittelpunktes von dem Mittelpunkt der um den Winkel φ abgelenkten Deklinationsnadel, deren Polabstand l sein möge, τ seine Schwingungsdauer und ϑ das Torsionsverhältnis des Fadens bedeutet, welches durch Vergleichung der Schwingungsdauer des Magnetstabes und eines unmagnetischen Körpers bestimmt wird:

$$MH = \frac{\pi^2 K}{\tau^2 (1 + \vartheta)}$$

$$\frac{M}{H} = \alpha \frac{r^3 tg\varphi}{1 + \eta/r^2},$$

worin $\eta = {}^1/_2 L^2 - {}^3/_4 l^2$ und $\alpha = 1$ oder $^1/_2$ ist, je nachdem der Mittelpunkt des Stabes in der magnetischen Nord-Süd- oder Ost-West-Linie durch den Mittelpunkt der Nadel liegt. Die Richtung des Magnetstabes selbst soll immer magnetisch ost-westlich sein.

Das Reiseinstrument von Lamont und andere Deklinationsinstrumente sind deshalb mit einer auflegbaren in Centimeter geteilten Schiene versehen, auf die man einen Magnetstab in bestimmter Entfernung von der Deklinationsnadel auflegen kann. Die dadurch hervorgerufene Deviation φ wird abgelesen. Dabei legt man den Stab sowohl östlich als auch westlich von der Nadel auf und dreht ihn um, so dass man vier Ablesungen erhält. Als Polabstand kann man mit genügender Genauigkeit $^5/_6$ der Magnetenlänge nehmen. Bei genauen Messungen ist in MH die Korrektion für induzierten Magnetismus einzuführen.

Bei den erstgenannten Messungen ist für die Temperatur ebenfalls eine Korrektion nötig, welche durch besondere Versuche zu bestimmen ist, indem man den Magnetstab an derselben Stelle bei zwei Temperaturen schwingen lässt. Das magnetische Moment nimmt mit steigender Temperatur ab, und zwar in den meisten Fällen um etwa 0,05 Proz. pro Grad Celsius; diese Zahl kann bisweilen auf den doppelten Betrag steigen.

Ferner nimmt das magnetische Moment langsam mit der Zeit ab. Anfangs ist die Abnahme grösser, später geringer. Lamont fand für einen

Magnetstab in 12 Jahren anfangs 1,6, zuletzt 0.6 und im Mittel etwa 1 Proz. Abnahme pro Jahr.

Diese Eigenschaften der Magnete treten auch bei den Bestimmungen der Horizontalintensität nach der Gaussschen Methode hervor.

Zur Bestimmung der relativen Stärke der Horizontalintensität an verschiedenen Orten hat Kohlrausch ein sogenanntes Lokalvariometer konstruiert. Dasselbe besteht aus einer Bussole mit kleiner Magnetnadel, unter welcher ein Magnetstab drehbar ist. Der Mittelpunkt des Stabes liegt senkrecht unter demjenigen der Nadel. Derselbe ist so eingestellt, dass er auf die Bussolennadel eine etwas grössere Kraft in horizontaler Richtung als der Erdmagnetismus ausübt. Man stellt zunächst das Instrument an einem Ort, wo die Horizontalkomponente H ist, so ein, dass der Stab und die Bussolennadel parallel stehen. Die Nadel ist dann nach dem magnetischen Meridian eingestellt. Dann dreht man den Stab, bis die Nadel senkrecht auf dem magnetischen Meridian steht, und schraubt einen Anschlag gegen den Stab in dieser Stellung, ebenso verfährt man mit der Einstellung auf der anderen Seite. Der halbe Drehungswinkel zwischen diesen beiden Lagen heisse φ. Ist die Richtkraft des Stabes auf die Nadel gleich J, so wirkt die Kraft $J\cos\varphi$ nach Süden, H dagegen nach Norden, welche einander Gleichgewicht halten, so dass $H = J\cos\varphi$. Die Kraft $J\sin\varphi = H\operatorname{tg}\varphi$ stellt die Nadel in ost-westlicher Richtung ein.

An einer anderen Stelle, wo die Horizontalkomponente H_1 sein mag, dreht man den unteren Richtmagneten, nachdem die Bussolennadel in den Meridian eingestellt ist, erst φ Grad nach der einen, dann φ Grad nach der anderen Seite, was mit Hilfe der Anschläge leicht zu machen ist. Die Nadel stellt sich dann nicht genau ostwestlich, sondern bildet mit dieser Richtung einen Winkel E, der das Mittel aus den beiden abgelesenen Winkeln E_1 und E_2 ist. Es wirken jetzt folgende Kräfte: in nordsüdlicher Richtung $H_1 - H$, in ostwestlicher, wie früher $H\operatorname{tg}\varphi$. Folglich ist:

$$\operatorname{tg} E = (H_1 - H)/(H\operatorname{tg}\varphi),$$

woraus H_1 leicht berechnet werden kann, wenn man H kennt. (H wird in einem magnetischen Observatorium bestimmt und das Instrument als Reiseinstrument in der Umgebung benutzt.) Dieses Instrument muss für den Temperatureinfluss korrigiert werden.

Man hat die Horizontalintensität des Erdmagnetismus für viele Punkte der Erde bestimmt. Die Linien, welche Punkte von gleicher Horizontalintensität verbinden, werden Isodynamen genannt. Da die

Richtung der Horizontalintensität auf diesen Kurven senkrecht steht, so verlaufen sie senkrecht zu den von Duperrey gezeichneten magnetischen Meridianlinien. Sie werden deshalb häufig magnetische Parallele genannt und sind in die Figur 283 eingezeichnet (vgl. S. 932).

Sie zeigen grosse Ähnlichkeit mit den Isoklinen. Die Karte (Fig. 283) ist von Neumayer gezeichnet, und die darin enthaltenen Werte des Potentials sind durch den Erdradius R geteilt. Die Isodynamen oder Äquipotentiallinien der Horizontalkomponente sind für Differenzen von 0,04 absoluten Einheiten des Wertes $V:R$ gezeichnet. Die durch Nordasien, nördlich von Europa, durch Island, Neufundland, das Gebiet der grossen Seen in den Vereinigten Staaten und Süd-Alaska verlaufende Isodyname hat den Wert $V/R = -0{,}28$. Die Isodyname $+0{,}20$ geht durch die Mitte von Australien südlich von Südafrika und durch das Feuerland. Die grösste durch R geteilte Potentialdifferenz beträgt etwa 0,64 absolute Einheiten und der Mittelwert ist gleich Null gesetzt. Die entsprechende Isodyname kann gewissermaassen als der isodynamische Äquator bezeichnet werden. Sie ist in Fig. 283 dicker gezeichnet als die anderen Isodynamen. Sie schnitt den geographischen Äquator im Jahre 1825 bei 11° e. L. und 170° w. L., im Jahre 1885 bei 4° e. L. und 158° w. L. Auch die Horizontalintensität hat sich mit der Zeit geändert. Sie nimmt in West-Europa allmählich zu. So wuchs sie zu Göttingen von 1834 bis 1853 von 0,1774 auf 0,1805, zu München von 1853—1871 von 0,1958 auf 0,2009. In Italien nimmt sie etwas ab. In Süd-Amerika ist die Abnahme sehr stark.

Für Potsdam ist (t bedeutet Jahreszahlen) nach Eschenhagen:

$$D_t = 9^0\,56{,}3' + 5{,}2'\,(1900 - t)$$

$$H_t = 10^{-5}\left[18844 - 22{,}7\,(1900 - t)\right]$$

$$J^t = 66^0\,33{,}7' + 1{,}4'\,(1900 - t).$$

Multipliziert man die Horizontalintensität an einer Stelle mit dem tg i, so erhält man die magnetische Totalintensität an dieser Stelle. Auch für diese Totalintensität hat man Karten gezeichnet. Sie besitzt ein Minimum in der Nähe des Äquators, etwa 0,26 absolute Einheiten auf 22° s. Br. und 28° w. L. und Maxima von etwa 0,70 abs. Einh. in der Nähe der magnetischen Pole. Die Maxima und Minima sind von geschlossenen Kurven umgeben, und sekundäre Maxima und Minima kommen in ziemlich unregelmässiger Weise vor.

Beobachtungen auf dem Meer. Wenn die See nicht ganz ruhig ist, was ja nur selten eintrifft, muss man an Bord die magnetischen Beobachtungen in anderer Weise wie auf dem festen Land ausführen. Die Instrumente sind mit Cardanischer Aufhängung versehen, damit sie, soweit möglich, gleich gerichtet bleiben. Jedenfalls werden die Beobachtungen viel weniger genau als auf dem Festland.

Die Deklinationsnadel wird in gewöhnlicher Weise abgelesen. Man vergleicht dabei die Richtung der Deklinationsnadel mit derjenigen der Schiffsachse, welche durch den Kurs auf der Seekarte bestimmt ist. Diese Bestimmungen werden höchstens auf 0,5° genau.

Zur Bestimmung der Inklination benutzt man ein Instrument von Fox, in welchem die Inklinationsnadel mit ziemlicher Reibung auf ihren Lagern ruht. Bei schwacher Erschütterung des Instruments, hervorgerufen durch Streichen mit einem gestreiften Spatel aus Horn oder Elfenbein, stellt sich die Nadel in die Gleichgewichtslage ein. Das Instrument ist in Cardanischen Ringen aufgehängt; man streicht es in einem Augenblick, in dem die Bewegungsebene der Nadel so weit wie möglich in die magnetische Meridianebene fällt und die Achse des Instruments horizontal ist, was an einer Wasserwage beobachtet wird.

Auf diese Weise erhält man die Inklination ungefähr ebenso genau wie die Deklination. Man benutzt auch dasselbe Instrument, um die Stärke des Magnetfeldes zu bestimmen. Zu diesem Zweck ist an der Achse der Nadel ein Rädchen mit Rinne am Rand befestigt, um welches ein Faden gelegt ist, an dem ein kleines Gewicht angehängt werden kann. Dadurch wird die Nadel um einen bestimmten Winkel aus der Inklinationsrichtung abgelenkt, woraus die Totalintensität, wenn das magnetische Moment der Nadel bekannt ist, berechnet werden kann. Zu demselben Zweck können kleine Magnete von bekannter Stärke, deren ablenkende Wirkung auf die Nadel abgelesen wird, dienen.

Magnetische Variationsinstrumente. Wie wir unten sehen werden, bieten die Schwankungen der erdmagnetischen Elemente ein ganz besonderes Interesse. Man hat deshalb Instrumente konstruiert, deren hauptsächliche Aufgabe ist, die Veränderungen der magnetischen Elemente anzugeben. Meist sind dieselben mit selbstthätiger Registrierung versehen. Gewöhnlich geschieht dies photographisch, indem ein Spiegel an dem beweglichen Teil des Instrumentes befestigt ist, welcher das reelle Bild eines Lichtpunktes auf ein bewegliches lichtempfindliches Papier wirft, das von einem Uhrwerk mit gleichmässiger Geschwindigkeit fortgeschoben wird. Bei der Bewegung des Spiegels verschiebt sich

der Bildpunkt senkrecht zur Bewegungsrichtung des Papiers. Demzufolge zeichnet dieser Bildpunkt eine Kurve, aus welcher der Stand des Spiegels in jedem Augenblick abgelesen werden kann.

Zur Beobachtung der Schwankungen der Deklination braucht man nur eine horizontal aufgehängte Magnetnadel mit einem vertikalen Spiegel zu verbinden.

Die Schwankungen der Horizontalkomponente werden mit Hilfe eines Bifilarmagnetometers registriert. In diesem Instrument ist ein Magnetstab an zwei Fäden aufgehängt, und diese Aufhängung ist so weit gedreht, dass der Magnetstab senkrecht auf den magnetischen Meridian steht. Das Drehungsmoment der bifilaren Aufhängung ist in diesem Fall genau gleich demjenigen MH der horizontalen Komponente. Ändert sich H, so dreht sich der Stab proportional der Änderung. Einen ebensolchen Einfluss hat eine Änderung des magnetischen Momentes M, d. h. der Temperatur. Wenn also dH die Änderung der Horizontalkomponente, n die Abweichung (in Skalenteilen) und $t - t_0$ die Temperaturabweichung von einer mittleren Temperatur t_0 bedeuten, so gilt folgende Gleichung:

$$dH = An + B(t - t_0),$$

worin A und B Konstanten sind.

Schwankungen der vertikalen Komponente werden auf der nach ihrem Konstrukteur sogenannten Lloydschen Wage abgelesen. Ein Magnetstab ist wie ein gewöhnlicher Wagebalken auf einer stählernen Schneide über Achatpfannen in horizontaler Lage aufgehängt. Der Wagebalken ist zur Justierung und Regulierung der Empfindlichkeit mit zwei kleinen in Schraubgewinden verschiebbaren Laufgewichten versehen. In diesem Fall hält das statische Moment des Gewichtes des Magnetstabs dem Drehungsmoment der vertikalen magnetischen Kraft das Gleichgewicht. Ändert sich diese, so neigt sich die Wage, was mit Hilfe eines daran befestigten Spiegels abgelesen wird. Ist dZ die Änderung der Vertikalkomponente, so gilt:

$$dZ = A_1 n_1 + B_1 (t_1 - t_0),$$

worin A_1 und B_1 neue Konstanten, n_1 die abgelesene Abweichung ist, und $(t_1 - t_0)$ ähnliche Bedeutung wie vorhin hat.

Die Konstanten A, A_1, B und B_1 werden experimentell bestimmt. Zur Ermittelung von A und A_1 dient ein kleiner Hilfsmagnet, der in bestimmter Entfernung angebracht die Feldstärke in genau bekannter

Weise ändert. Durch horizontale und vertikale Einstellung des Hilfsmagneten kann man die horizontale oder vertikale Komponente in bekannter Weise abschwächen. Man liest n und n_1 ab und kennt dH und dZ, woraus A und A_1 berechnet werden.

Zur Bestimmung der Werte B und B_1 heizt man das Zimmer, in welchem die Instrumente stehen und notiert ihre Schwankung mit der Temperatur, während in einem nicht geheizten Nebenzimmer Kontrollapparate, die von der Temperatur unabhängige Schwankung angeben. Es sind auch von Liznar für das Bifilarmagnetometer Kompensations-

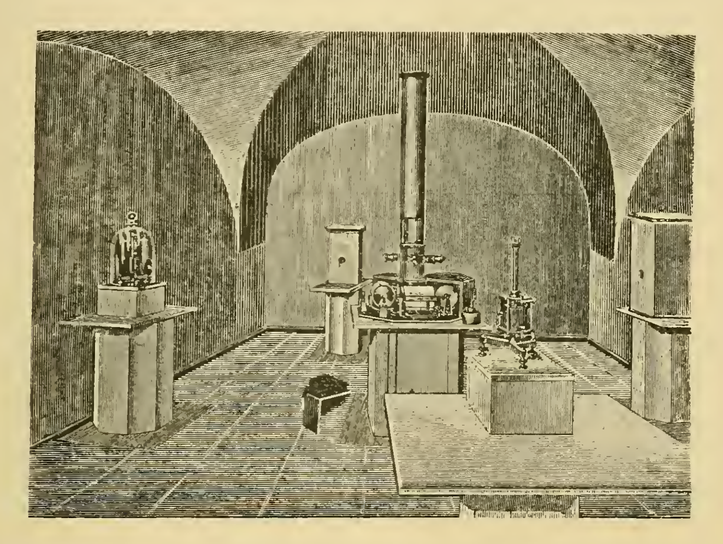


Fig. 288. Variationsinstrumente im magnetischen Observatorium zu Potsdam.

verfahren in der Aufhängung angegeben, welche den Einfluss der Temperatur auf den Magnetstab dieser Instrumente ausgleichen sollen. In Pawlowsk hält man durch Heizung das Magnetenzimmer auf nahezu konstanter Temperatur.

Die magnetischen Variationsinstrumente werden zusammen mit absoluten Instrumenten in magnetischen Observatorien aufgestellt, die nach gemeinsamem Plan eingerichtet sind. Häufig sind sie in Kellerräumen untergebracht, damit die Temperaturschwankungen nicht allzu gross werden.

Fig. 288 zeigt das Innere eines solchen Observatoriums (in Potsdam). In der Mitte steht die Lampe und unter derselben sind drei cylindrische

Rollen sichtbar, von welchen jede die Angaben eines Instrumentes aufzeichnet.

Der Grund des Zusammenarbeitens ist die schon früh (Ende des 18. Jahrhunderts) gewonnene Erkenntnis, dass magnetische Störungen gleichzeitig in weit von einander entfernten Orten — Upsala und London nach den Beobachtungen von Celsius und Canton — auftreten. Arago fand dasselbe betreffs Paris und Kasan, die etwa 47° Längegrade von einander entfernt sind. Humboldt errichtete 1827 ein magnetisches Observatorium in Berlin und bewog die Akademie der Wissenschaften zu St. Petersburg, ähnliche Observatorien in Petersburg, Kasan, Moskau, Barnaul, Nertschinsk, Nicolaijew und Peking anzulegen.

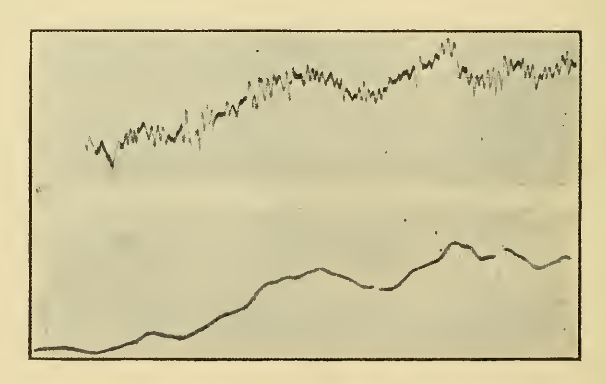


Fig. 289. Horizontalintensität am 12. Juli 1898 registriert zu Amalienhof (obere Kurve, gestört) und gleichzeitig zu Potsdam (untere Kurve, ungestört).

Nachdem Gauss 1834 mit Unterstützung von Sartorius von Waltershausen sich überzeugt hatte, dass die magnetischen Schwankungen in Göttingen und Würzburg gleichzeitig sind, bildete sich auf Initiative von Gauss und Weber der magnetische Verein, welcher 1836—42 gleichzeitige Beobachtungen anstellte in Dublin, Greenwich, Upsala, Stockholm, Kopenhagen, Breda (Holland), Brüssel, Berlin, Göttingen, Marburg, Leipzig, Heidelberg, Breslau, St. Petersburg, Prag, Krakau, Kremsmünster (Ungarn), Genf und Mailand.

Die Arbeit dieser Observatorien zeigte eine vollkommene Gleichzeitigkeit der magnetischen Störungen in Europa. Zur Ergänzung dieses Resultates richtete Royal Society in London auf Vorschlag von Lloyd und Sabine magnetische Observatorien in Toronto (Canada), Hobarton (Tasmanien), Capstadt und auf St. Helena ein, die in den Jahren 1841—48

gleichzeitig mit einigen europäischen Stationen die magnetischen Variationen studierten.

Nachdem die kultivierten Teile der Erde auf diese Weise erforscht waren, schlug Weyprecht vor, die arktischen Landesteile in ähnlicher Weise zu untersuchen. Im Jahre 1882—83 wurden von den beteiligten Ländern Expeditionen ausgesandt nach folgenden Stationen: Point

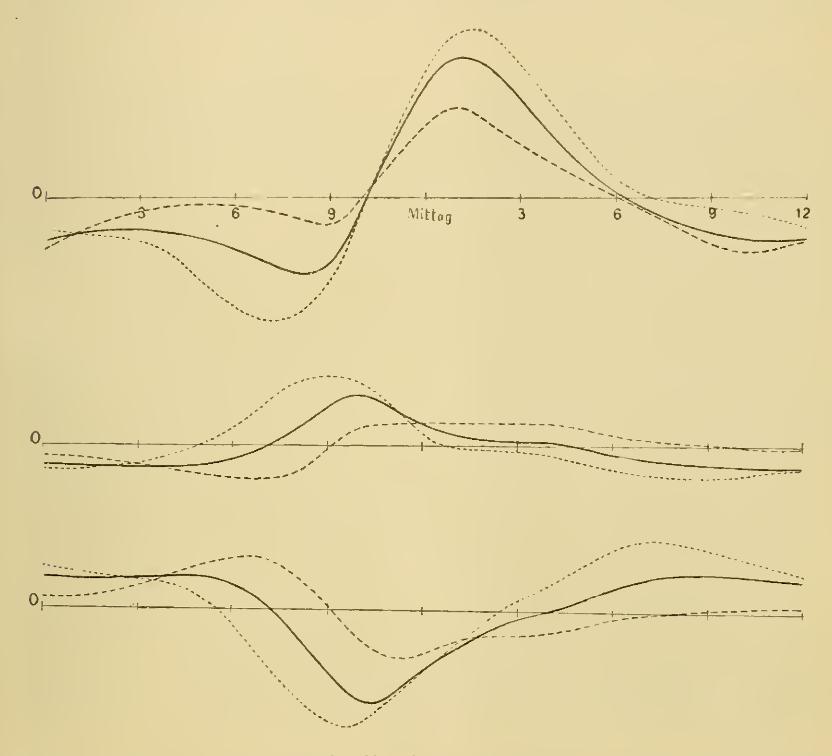


Fig. 290. Täglicher Gang der Deklination, der Inklination und der Horizontalintensität zu Parc St. Maur bei Paris. ... Mai-Juli --- Nov.-Jan. — Jahr. Westliche Deklination ist als positiv gerechnet.

Barrow, Lady Franklins Bay, Fort Rae und Kinguafjord im arktischen Nordamerika, Godthaab auf Grönland, Jan Mayen, Cap Thordsen auf Spitzbergen, Nowaja Semlja, Bossekop und Sodankylä in den nördlichsten Teilen Norwegens und Finnlands, Dicksons Hafen an der Lena-Mündung, Süd Georgien und Cap Horn, welche ein überaus reiches Material gleichzeitig mit den älteren Observatorien einsammelten.

Ausserdem sammeln die meisten Reiseexpeditionen auf dem Meer magnetische Beobachtungen, von welchen die bekanntesten sind: die

französische Recherche-Expedition (1838—40), die Expeditionen von Sir James Ross zum magnetischen Nordpol (1831) und zu den Südpolarländern (1839—43) und die englische Challenger-Expedition (1873—76).

Die Arbeit der magnetischen Observatorien ist in letzter Zeit durch die elektrischen Strassenbahnen für Gleichstrom mit Oberleitung und Rückleitung durch die Schiene stark gestört worden. Jedes Ingangsetzen und jedes Anhalten eines elekrischen Wagens bringt eine Störung der magnetischen Kurven mit sich, welche in Entfernungen von 8, ja sogar 14 Kilometern fühlbar ist. Durch diesen Umstand sind alle magnetischen Observatorien in Amerika brach gelegt worden und diejenigen in Europa sind teilweise unbrauchbar geworden, teilweise sehr stark gefährdet. Die Wirkung einer genügend langen elektrischen Bahn ist nach Messungen bei Spandau nahezu der Entfernung umgekehrt proportional.

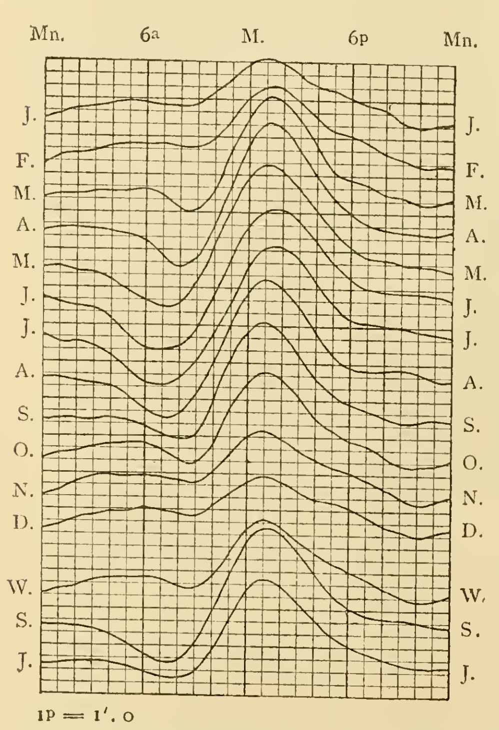


Fig. 291. Tägliche Schwankung der Deklination zu Potsdam (nach Lüdeking).

Fig. 289 zeigt die Registrierung der magnetischen Horizontalintensität während 40 Minuten in Amalienhof 3 km weit von der Strassenbahn in Spandau und gleichzeitig in Potsdam. Wenn nicht die kleine elektrische Bahn, die noch in 8 km Entfernung sich bemerkbar machte, störend wirkte, so müssten die beiden Aufzeichnungen identisch sein. Offenbar kann man von der oberen Kurve sehr wenig Nutzen für wissenschaftliche Zwecke gewinnen.

Diesen Schwierigkeiten könnte man auf zweierlei Weise entgehen. Entweder so, dass man eine isolierte Rückleitung des Stromes benutzte, was jedenfalls nicht unbedeutende Kosten erfordern würde, oder auch so, dass Wechselströme (speziell Drehströme) zur Verwendung

kämen. Auch in diesem Fall wäre isolierte Rückleitung erwünscht, was auch viele andere Vorteile, wie Vermeidung der Störung des Fernsprechverkehrs durch die sog. „vagabondierenden Ströme" und grössere Sicherheit gegen Lebens- und Feuersgefahr mit sich führen würde.

Tägliche Schwankung des Erdmagnetismus. Wie schon erwähnt, bemerkte Borough bei seinen Beobachtungen zu Limehouse bei London im Jahre 1580 tägliche Änderungen von 20′ bis 30′ im Stande

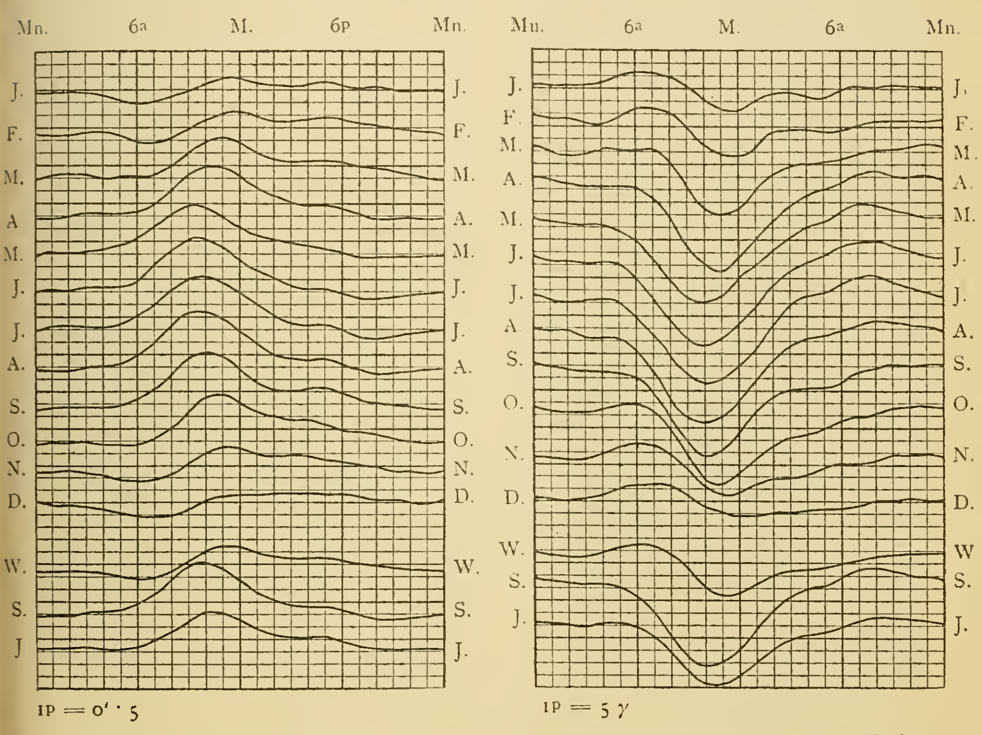


Fig. 292. Täglicher Gang der Inklination zu Potsdam 1890—99 nach Lüdeking.

Fig. 293. Täglicher Gang der Horizontalintensität zu Potsdam 1890 bis 1899 nach Lüdeking.

der Deklinationsnadel, dieselben wurden aber nicht weiter beachtet. Ein englischer Uhrmacher, Graham (1722), glaubte erst, dass diese Schwankungen auf Fehlern in der Aufhängung der Nadel beruhten, nachdem er aber gefunden hatte, dass mehrere Nadeln den gleichen Gang zeigten, gewann er die Überzeugung, dass die Schwankungen wirklich vorhanden waren. Anders Celsius in Upsala beobachtete sie von 1741 an regelmässig mit Hilfe seines Adjunkten Hiorter. Sie

fanden 1747 eine Maximalabweichung von etwa 5′ gegen Osten um 8^h V.M. — östliche Abweichungen von der Mittellage werden gewöhnlich als positiv, westliche als negativ bezeichnet — und eine ebenso grosse nach Westen um 2^h N.M. Ausserdem fanden sie Störungen, die mit den Nordlichtern in Zusammenhang standen. Canton, der 4000 seit 1756

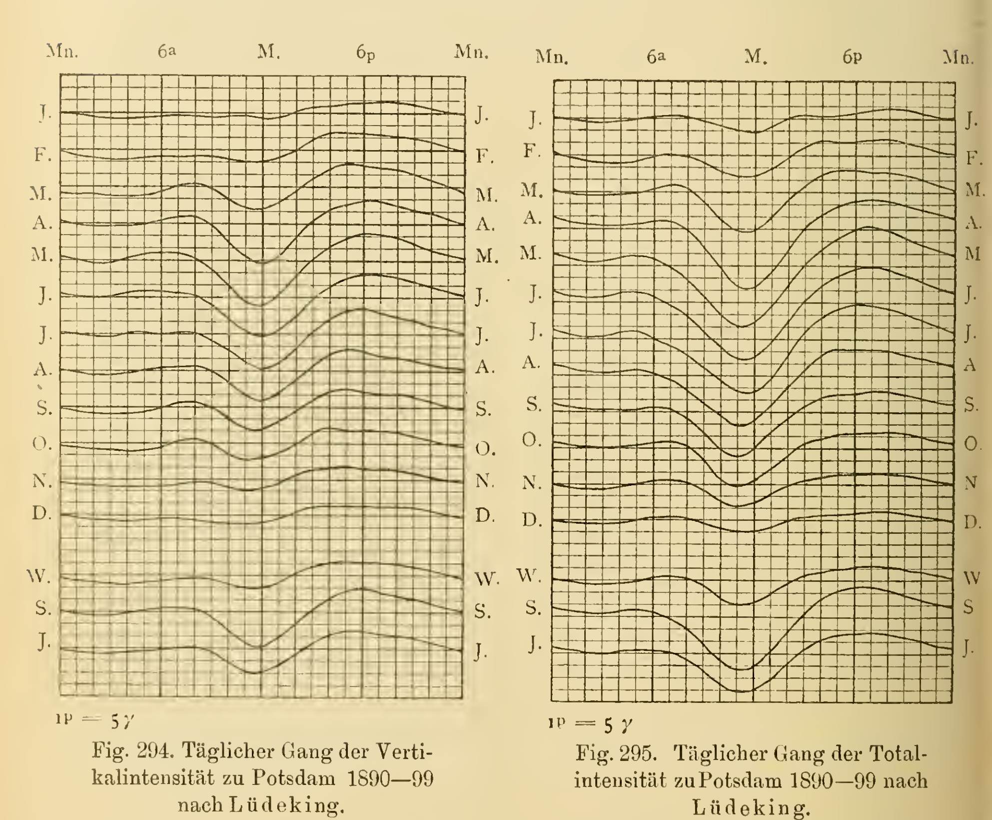


Fig. 294. Täglicher Gang der Vertikalintensität zu Potsdam 1890—99 nach Lüdeking.

Fig. 295. Täglicher Gang der Totalintensität zu Potsdam 1890—99 nach Lüdeking.

in England angestellte Beobachtungen diskutierte, gelangte 12 Jahre später (1759) unabhängig zu ganz ähnlichen Schlüssen.

Seitdem hat man ähnliche tägliche Schwankungen und Störungen auch in dem Gange der Inklination und Horizontalintensität aufgefunden. Fig. 290 stellt die tägliche Schwankung der erdmagnetischen Elemente in Parc St. Maur bei Paris dar (Westrichtung als positiv gerechnet).

Figg. 291—295 geben die tägliche Schwankung der Deklination, Inklination, Horizontal-, Vertikal- und Totalintensität zu Potsdam in den Jahren 1890—99 für jeden Monat, Winter (Okt.—März), Sommer (April—

Sept.) und Jahr wieder. Die Westrichtung ist als positiv gerechnet. Die Schwankungen der Deklination sind jedenfalls am besten untersucht und am leichtesten in theoretischer Hinsicht zu übersehen.

Eine nicht unbedeutende Schwierigkeit bilden die unregelmässigen Störungen. Bisweilen, bei den nach Humboldt so genannten magnetischen Stürmen, sind sie so gross und unregelmässig, dass der Stand der Magnetnadel auf den selbsregistrierenden Instrumenten nicht abzulesen ist.

In diesem Fall verschwinden die Störungen ohne weiteres aus dem Beobachtungsmaterial bei der Bildung der Mittelwerte. Aber es giebt sehr viele Störungen, die nicht von dieser stürmischen Art sind, und die man ausschliesst, um den „normalen“ Gang rein zu bekommen. Bei dieser Ausschliessung kommen leider viele Willkürlichkeiten hinein. Sabine schlug beispielsweise vor, alle Werte, die vom Mittel um einen gewissen Betrag abweichen, wegzulassen. Das willkürliche liegt hier in der Feststellung dieses Betrages, welcher von Ort zu Ort wechselt. Dessenungeachtet ist diese Methode die gebräuchlichste. Wild in Pawlowsk ging so weit, dass er nur wenige Tage, etwa 4 bis 10 pro Monat, als „ruhig“ auswählte. In Greenwich schliesst man nur die Tage starker Unruhe aus (etwa 4 pro Monat) und von anderen Tagen nur die Stunden mit sehr grossen Störungen. Für den Rest des Materials wird eine Mittelkurve mit freier Hand gezeichnet, aus der die Werte abgelesen werden. Diese Methode scheint wohl die besten Resultate zu geben. Man benutzt dort ausserdem die Methode von Wild.

Die Deklinationsnadel erreicht um etwa 8^h V. M. ihren östlichsten Stand, etwa um 1^h 15^m N.M. den westlichsten. Die Schwankung ist im Sommer viel stärker als im Winter. So z. B. beträgt sie in Wien im Dezember nur 2,6′, im Juni 10,6′. In Westeuropa ist die Schwankung während des ganzen Sommerhalbjahrs ungefähr gleich (April—September), an den asiatischen Kontinentalstationen tritt das Maximum im Juni, auf der südlichen Halbkugel im November—Februar ein. Das Minimum fällt auf Dezember in der nördlichen, auf Juni in der südlichen Erdhälfte. In der Nacht bleibt die Nadel relativ ruhig. Im Sommer tritt das (westliche) Minimum früher, das Maximum später als im Winter ein. Die Wirkung beruht demnach wahrscheinlich auf der Sonnenstrahlung. Auf der südlichen Halbkugel ist der Gang der Deklinationsnadel umgekehrt und ihre extremen Stellungen treffen ein wenig später (etwa eine Stunde) als auf der nördlichen Halbkugel ein. In den äquatorialen Gegenden steht die Nadel nicht stille, wie man vermuten müsste,

sondern folgt dem Gange auf der Halkugel, welche gerade Sommer hat. Sekundäre, schwach ausgeprägte Minima und Maxima treffen im Winter (Oktober—März) etwa 11^h N.M. und 5^h V.M. ein. Diese kleine sekundäre Schwankung ist über den Kontinenten viel geringer als an den Küsten.

In den polaren Gebieten ist die tägliche Schwankung der Deklination viel grösser, so z. B. im Jahre 1882—83, das jedoch ungewöhnlich grosse Schwankungen aufwies, weil die Sonnenthätigkeit sehr kräftig war, auf Spitzbergen 42′, in Nord-Grönland, 81,7° N.Br., sogar 95′. Der Zusammenhang mit der Sonnenthätigkeit ist schon oben (S. 136) besprochen worden. Aus den dort gegebenen Daten geht hervor, dass die Schwankung in der Nähe des Äquators ein Minimum besitzt.

Dies kann teilweise darauf beruhen, dass die horizontale Komponente in der Nähe des Äquators ein Maximum durchläuft, so dass grössere Kräfte nötig sind, um die Magnetnadel aus ihrer Lage zu lenken, als in polaren Gegenden. Nach einer Berechnung von J. A. Broun soll das Produkt aus der täglichen Schwankung und dem Cosinus des Inklinationswinkels ziemlich nahe konstant, etwa 4,5′ sein.

Eine Änderung der Inklination mit der Tageszeit wurde zuerst von Arago aufgefunden (1827). Wie die Fig. 290 und 292 andeuten, nimmt die Inklination in den Morgenstunden des Sommers zu und erreicht ein Maximum um etwa 9^h V.M., dann nimmt sie schnell bis 1^h oder 2^h N.M. ab, wonach sie langsam auf den nahezu konstanten Wert der Nachtstunden (6^h N.M.—4^h V.M.) sinkt. Im Winter ist die Schwankung recht unbedeutend und besteht in einem relativ schnellen Anwachsen am Vormittag 7—11 Uhr. Danach bleibt die Inklination ziemlich konstant bis etwa 5^h N.M. und sinkt dann allmählich auf ein Morgenminimum um 6—7 Uhr. In mittleren und höheren Breiten ist sie im allgemeinen grösser während der Tagesstunden, als während der Nachtstunden, in den Tropen ist es umgekehrt. Überall dauert die Tagesabweichung viel kürzere Zeit (etwa die Hälfte), als die Nachtabweichung, die dafür um so geringer ist. Das Maximum tritt in Mitteleuropa und Canada etwa um $10^h\ 30^m$ im Jahresmittel ein und erreicht etwa 1′, das Minimum um 10^h N.M. (nahezu konstant von 8^h abends bis 6^h früh) beträgt nur etwa 0,4′. Die Totalschwankung beträgt in Paris im Februar 0,8′, im August 1,8′ (Min. und Max.), im Jahresmittel 1,3′. Denselben Gang zeigen die südlichen Stationen Melbourne und Hobarton, das Maximum tritt um eine Stunde später ein. Die tropischen Stationen haben um 11^h V.M. ihr Minimum 2,2′ unter dem Mittel, um 11^h abends ihr Maximum 0,9′ über dem Mittel (Batavia, Bombay, Singapore, St. Helena, Capstadt).

Die Horizontalintensität besitzt ein Minimum am Vormittag 10—11^h und ein flaches Maximum am Abend 5—6^h in Dublin und Toronto, 8^h in Paris und Potsdam, 11^h in Wien. Die Schwankung beträgt in Wien nur 23, in Potzdam 27 Einheiten der fünften Dezimalstelle (γ), in Paris 0,22 Prozent des Mittelwertes der Horizontalintensität (43γ). Der grosse Unterschied zwischen Sommer und Winter geht aus den Figg. 290 und 293 deutlich hervor.

Die Fig. 296 stellt die Amplitude der täglichen Schwankung der Horizontalintensität in ihrer Abhängigkeit von den Sonnenflecken dar, und zwar für die Jahre 1841—96 zu Greenwich nach Ellis. In derselben Figur sind die Amplituden der täglichen Schwankungen der Deklination während derselben Zeit eingetragen. Der Parallelismus ist hier ebenso auffallend wie bei den magnetischen Störungen (vgl. Fig. 47, S. 133).

Die Totalintensität liegt am Tage 9^h V.M. bis 3^h N.M. unter dem Mittel — das Minimum 0.00018 absolute Einheiten unter dem Mittel fällt um 11^h V.M. zu Wien, das äusserst flache Maximum 0.00007 über dem Mittel trifft um 10^h N.M. ein. Die Schwankung in Potsdam ist ungefähr ebensogross wie in Wien, nämlich 0,00025 abs. Einh. (25 γ, vgl. Fig. 295). Das Nachmittagsmaximum ist nicht so flach wie in Wien und trifft schon um 7^h N.M. ein.

Die Vertikalintensität zeigt im allgemeinen sehr nahe denselben Gang wie die Totalintensität (vgl. Figg. 294 und 295).

Die tägliche Schwankung bietet wegen ihres regelmässigen Ganges ein sehr grosses Interesse. Sie ist deshalb Gegenstand mehrerer wichtiger theoretischer Untersuchungen von Schuster, v. Bezold u. a. gewesen. Dabei hat man angenommen, dass die Schwankung auf demselben Breitegrad konstant ist, was der Erfahrung recht nahe entspricht, und wodurch das Problem sehr vereinfacht wird. Da die Schwankung nur von der Lokalzeit abhängt, so kann man sie durch ein magnetisches Feld darstellen, welches über das normale supraponiert ist und sich mit der Sonne von Ost nach West dreht. Dieses Feld ist auf der Sommerseite der Erde kräftiger entwickelt als auf der Winterseite.

Schuster berechnete das Potential dieses Feldes aus Beobachtungen von St. Petersburg, Greenwich, Lissabon und Bombay und tabellierte die von ihm gefundenen Werte. v. Bezold hat das Resultat dieser Rechnungen in einer Zeichnung (Fig. 297) wiedergegeben, welche die Lage der Äquipotentiallinien um 12^h Mittags Greenwicher Zeit und zur Sommersonnenwende darstellt. Dieses Liniensystem verschiebt sich in der Stunde um 15^0 nach Westen. Zur Wintersonnenwendezeit sind

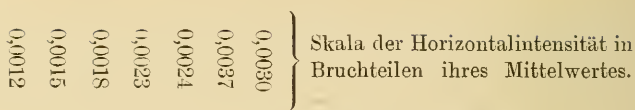


Fig. 296. Die sekuläre Schwankung der Tagesvariation der Deklination und Horizontalintensität, verglichen mit der gleichzeitigen Schwankung der Sonnenflecke nach Ellis.

die Linien umzukehren, so dass das Liniensystem, welches in der Figur die nördliche Halbkugel deckt, dann auf die südliche über-

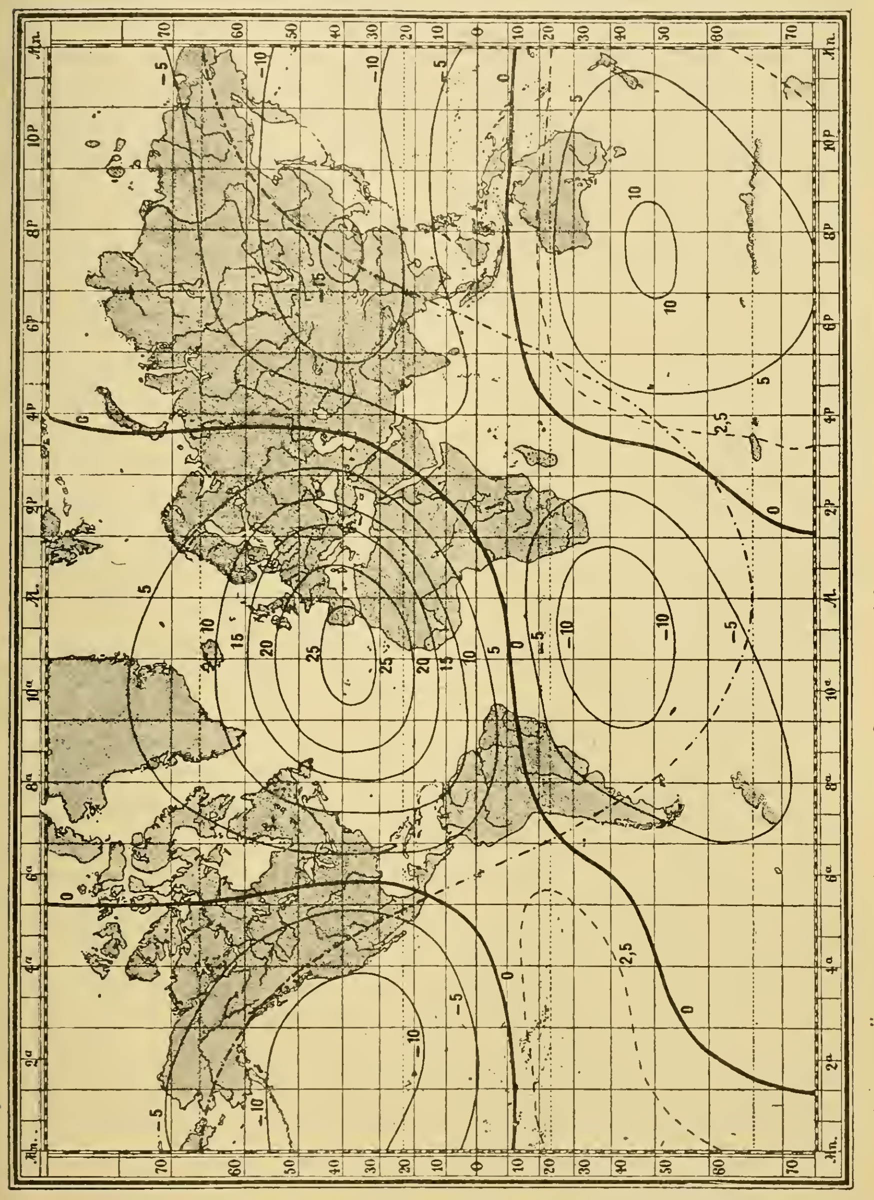


Fig. 297. Äquipotential-Linien des Feldes der täglichen magnetischen Schwankung nach v. Bezold.

tragen wird und umgekehrt. Bei den Äquinoctien ist das Liniensystem zum Äquator symmetrisch, so dass die beiden Wirbel, die die Mitte der

Karte decken, gleich gross sind, und nicht wie im Sommer der nördliche Wirbel grösser. Die Ziffern der Karte Fig. 297 sind in Millionteln der Einheit ausgedrückt, welche bei der Zeichnung der Isodynamen in Fig. 283 verwendet ist.

Eine Magnetnadel, welche für das normale Magnetfeld der Erde astasiert wäre, so dass auf sie nur das Drehfeld der täglichen Schwankung wirkte, würde sich senkrecht zu den Equipotentiallinien einstellen und zwar mit dem Nordende gegen das Innere des nördlichen Wirbels zeigen (um 11^h V.M.). Die Richtkraft wäre um so grösser, je dichter die Equipotentiallinien an der betreffenden Stelle aneinander liegen.

Da nun das normale Magnetfeld die thatsächliche Richtung der Nadel bestimmt, so wird sie von dem Drehfeld nur ein wenig aus der mittleren Lage abgelenkt und zwar wird der Ablenkungswinkel dem Verhältnis der Kraft des Drehfeldes und derjenigen des normalen Magnetfeldes proportional sein.

Die ablenkende Kraft kann nun in der einfachsten Weise als durch elektrische Ströme in den Luftschichten hervorgerufen betrachtet werden, wie es Schuster gethan hat. Dieselben müssten dann den mittleren Wirbel auf der nördlichen Halbkugel umgekehrt wie die Zeiger einer Uhr umkreisen, der südliche Wirbel wäre dagegen von elektrischen Strömen in der Richtung eines Uhrzeigers umkreist. Wir können die beiden Fälle so formulieren, dass die elektrischen Ströme eine cyklonische Drehung besitzen.

Die beiden andren Centra über Ostasien und südlich von Australien wären dagegen von elektrischen Strömen in anticyklonischer Richtung umwirbelt. Wie die Karte zeigt, erstrecken sich die Wirbel von der Sonnenseite über den Äquator hinüber (vgl. S. 953).

Die einfachste Art und Weise, sich diese elektrische Bewegung vorzustellen, ist diejenige, dass man annimmt, die Luft wirble in den betreffenden Bahnen und führe positive Elektrizität mit sich. Wie wir oben gesehen haben (S. 887), sind die höheren Luftschichten positiv und die allerhöchsten wahrscheinlich negativ geladen. Durch die Sonnenstrahlung und Wärmeabsorption der Kohlensäure und des Wasserdampfes bildet sich eine Cyklone auf jeder Halbkugel aus, von welchen diejenige sich mächtiger entwickelt, welche auf derselben Seite des Äquators wie die Sonne selbst liegt. Sie greift sogar durch Reibung etwas auf die andere Halbkugel hinüber. Es entsprechen die Verhältnisse ungefähr denjenigen, welche in der Fig. 206 versinnlicht sind; nur spielen sich die Vorgänge in den höheren Luftschichten und nicht an der Erdober-

fläche ab. Die Luftmengen, welche oben zur Seite abfliessen und negative Ladungen mitführen, werden von der Erddrehung nach rechts (auf der nördlichen Halbkugel) abgebogen. In den höchsten Luftschichten entsteht also unter der Sonne eine anticyklonale Bewegung von negativer Elektrizität, welche mit einem stärkeren cyklonalen Zufluss von Luft in mittleren Höhen und folglich von positiver Elektrizität verbunden ist. Dieser Wirbel entspricht einem Magneten mit dem Südende unten. Die von der Karte angedeutete Verteilung der Äquipotentiallinien wird auf diese Weise erklärt. Die Anticyklonen auf der Nachtseite der Erde werden in ähnlicher Weise durch die Abkühlung in der Nacht verständlich. Sie ist am schnellsten kurz nach Sonnenuntergang, die Centra liegen daher über Punkten, wo es zwischen 7 und 8 Uhr Abends ist.

Diese elektrische Strömung, möge sie in der Luft oder unter der Erde fliessen, ist offenbar von solcher Natur, dass sie das Nordende des Magneten auf der nördlichen Halbkugel am Vormittag nach oben zu drehen strebt. Mit anderen Worten, es wird die Vertikalintensität geschwächt. Dies stimmt auch mit den Thatsachen, indem die Vertikalintensität ein Minimum um 11^h 30^m V. M., ein Maximum um 5^h Abends hat und unter dem Mittelwert zwischen 8^h V. M. und 3^h N. M. liegt (vgl. Fig. 294). Aus diesem Umstand kann man schliessen, dass die elektrischen Ströme des Drehfeldes in der Atmosphäre verlaufen. Denn nur dann wird cyklonisch um das Centrum im Atlanten fliessende Elektrizität eine Magnetnadel um 2 Uhr N. M, (am schwarzen Meer) nach Westen ablenken. Gleich gerichtete Ströme, die in der Erde verliefen, hätten auf die Deklinationsnadel genau die entgegengesetzte Einwirkung.

Auf diese Weise schliesst Schuster, dass die täglichen magnetischen Schwankungen von Strömungen in der Luft herrühren. Eine Rechnung ergab ihm aber, dass doch ein Teil (etwa ein Viertel) der Strömungen in tieferen Erdschichten verläuft, und er nimmt zu diesem Zweck starke elektrische Induktionsströme an, die in entgegengesetzter Richtung, wie die induzierenden gehen sollen. Es bleibt künftigen Untersuchungen, die sich über ein grösseres Material erstrecken, überlassen zu prüfen, ob eine solche Annahme nötig ist.

Es könnten vielleicht Zweifel entstehen, ob die Sonnenstrahlung solche Strömungen in den höheren Luftschichten herbeiführen kann. Nachdem aber Rotch nachgewiesen hat, dass schon die kurze Temperaturänderung, welche bei einer Sonnenfinsternis entsteht, genügt, um Luftströmungen von merklicher Mächtigkeit hervorzurufen, sind solche Zweifel hinfällig.

Die grössere Stärke der täglichen Schwankung im Sommer, gegenüber der im Winter, wird auf diese Weise leicht erklärlich. Die Wirbelbildung muss nämlich im Sommer viel mächtiger als im Winter sein. Weiter ist die Luft im Frühling und Herbst stärker elektrisch geladen als im Winter und Sommer, wenn die Erde durch den Sonnenäquator geht (vgl. S. 153). Demzufolge wird das Minimum im Dezember stark verschärft, das Maximum des Sommers dagegen abgeflacht, so dass die Monate April-September nahezu gleich grosse Schwankungen aufweisen wie der Maximalmonat Juli. Ausserordentlich leicht erklärt sich in ähnlicher Weise die starke Schwankung der Magnetnadel in den sonnenfleckenreichen Jahren (vgl. S. 152).

Schon Faraday zeigte, dass die magnetischen Schwankungen sich so verhalten, als ob ein grosser Magnet mit dem Südende über der nördlichen und dem Nordende über der südlichen Halbkugel der Bewegung der Sonne folgte. Er nahm zum Verständnisse dieser Thatsache an, dass die magnetische Permeabilität der Luft mit der Erwärmung durch die Sonnenstrahlen im Laufe des Tages sich ändere. Diese Erklärungsweise ist jetzt als unhaltbar verlassen worden.

Dass die Tagesschwankungen auf einer Einwirkung der Sonne beruhen, geht auch aus einer interessanten Beobachtung hervor, die bei der Sonnenfinsternis vom 28. Mai 1900 an drei amerikanischen Stationen gemacht wurde. Während der Finsternis verhielt sich nach Bauer die Magnetnadel wie in der Nacht.

Die Schwankung der erdmagnetischen Elemente ist, wie wir schon oben (S. 152) betreffs der Deklination bemerkt haben, viel grösser in sonnenfleckenreichen wie in sonnenfleckenarmen Jahren. Auf den Zusammenhang zwischen Sonnenthätigkeit und Erdmagnetismus machte schon Hansteen 1859 aufmerksam, indem er zeigte, dass in den Minimumjahren der Sonnenflecke 1823, 1833, 1843 und 1856 die Horizontalkomponente durch ein Maximum, die Vertikalkomponente dagegen durch ein Minimum ging.

Diese Wirkung der Sonnenthätigkeit zeigt sich sehr deutlich in der Amplitude der täglichen Schwankung; dabei werden nur die regelmässigen Schwankungen berücksichtigt, die für die Störungen korrigiert sind. Dies gilt nicht nur für die Deklination, wovon oben berichtet wurde, sondern für alle magnetischen Elemente.

Van der Stok hat die Beobachtungen aus Batavia in dieser Hinsicht bearbeitet. Er vereinigte die Beobachtungen von fünf Jahren in der Nähe des Jahres 1889, welches ein Minimum der Sonnenthätig-

keit enthielt, in eine Gruppe und diejenigen von sechs Jahren in der Nähe des Maximaljahres 1893 in eine andere Gruppe. Er fand, dass die Grösse der Schwankung für jeden Monat und für alle magnetische Elemente ohne Ausnahme in der zweiten Gruppe grösser als in der ersten war, in einem Verhältnis, dass in den verschiedenen Fällen zwischen 1,24 und 1,58 lag. Die untersuchten magnetischen Elemente waren Deklination, Inklination, Horizontal-, Vertikal- und Total-Intensität.

Noch viel beweiskräftiger ist die Untersuchung von Ellis betreffs der Beobachtungen über Deklination und Horizontalintensität zu Greenwich in den Jahren 1841—1896. Das Resultat derselben ist oben in Fig. 296 wiedergegeben und zeigt einen vollkommenen Parallelismus zwischen den genannten täglichen Schwankungen und der Sonnenfleckenzahl. Alle drei Kurven sinken langsam von einem Maximum zu dem folgenden Minimum und steigen dann steil zu dem folgenden Maximum. Auch die kleineren sekundären Schwankungen der drei Kurven zeigen Gleichzeitigkeit und gleiche Richtung. Das Resultat ist unabhängig davon, ob man nur ruhige Tage nach Wilds Methode mitnimmt oder nur die starken Störungen weglässt.

Zu demselben Schluss führen auch die Beobachtungen aus Parc St. Maur bei Paris. Für die Amplituden der täglichen Schwankungen in den Jahren 1888—1890, welche das Minimumjahr 1889 umgeben und den Jahren 1892—1894 um das Maximumjahr 1893 gelten folgende Daten.

	Dekl.	Inkl.	Horiz.	Vert.	Nord.	West.	Total
1888—90	7,59′	1,29′	22,3	17,9	24	40	21,8
1892—94	10,71′	2,18′	37,7	24,8	40	57	33,8
Verhältnis:	1,41	1,69	1,69	1,39	1,37	1,42	1,55.

Die fünf letzten Kolumnen betreffen die horizontalen, vertikalen, nördlichen und westlichen Komponenten der Totalintensität sowie diese selbst und sind ausgedrückt in 10^{-5} absoluten Einheiten (γ).

Die jährliche Schwankung der täglichen Variationen für Potsdam (1890—99) und Parc St. Maur (1888 bis 90 und 1892—94) geht aus folgender Tabelle hervor. (Einheiten wie oben Minute und γ.)

Potsdam 1890—99	Jan.	Feb.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
Dekl.	5,20	6,17	9,00	**11,45**	11,38	11,24	11,12	11,06	9,34	7,36	5,88	*4,94*	7,96′
Inkl.	1,00	1,19	1,63	2,07	2,07	2,29	**2,47**	**2,47**	2,33	2,02	1,31	*0,92*	1,50′
Horiz.	15,0	18,2	27,7	39,8	38,9	41,0	**42.8**	41,5	36,9	32,5	20,4	*13,2*	27,0
Vertik.	6,4	11,9	18,3	25,4	**29,2**	25,1	24,1	20,5	16,9	13,7	9,7	*7,4*	16,7
Nord.	17,3	21,6	31,4	**42.4**	39,1	*40,4*	42,6	**43.4**	39,5	35,3	22,8	*15,2*	29,8
West	26,8	31,5	47,7	60,0	60,8	**61.0**	60,2	59,0	50,4	35,9	29,4	*25,1*	41,9
Total	9,3	14,7	24,4	35,8	**39.6**	37,0	35,5	31,4	26.9	22,1	13,4	*8,4*	24,5

Parc St. Maur 1888—90 und 1892—94	Jan.	Feb.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
Dekl.	5,4	6,5	9,8	11,7	**11,8**	*11,6*	*11,6*	**12.0**	10,5	8,8	5,8	*4,4*	9,15′
Inkl.	*1,1*	1,1	1,5	**1,9**	*1,7*	2,1	2,2	**2,6**	2,0	1,9	1,5	1,2	1,73′
Horiz.	18	18	27	**35**	*33*	38	42	**43**	34	32	23	*17*	30.0
Vert.	*9*	16	22	28	**33**	29	*28*	**31**	21	18	15	10	21,3
Nord	22	24	32	**37**	33	36	40	**42**	38	37	26	*20*	32
West	27	35	50	**60**	*59*	61	61	**63**	53	46	33	*26*	49
Total	13	20	29	37	**40**	38	38	36	29	27	17	*12*	27,8.

Die Änderung der täglichen Schwankung im Jahre wird durch die Figuren 291—295 für Potsdam 1890—99 versinnlicht.

Die Übereinstimmung mit der wahren Nordlichtperiode ist auffallend.

Die jährliche Periode. Ebenso wie am Tag der Mittag ist im Jahre der Hochsommer die Periode, in der die Deklinationsnadel nach Westen abweicht. Dies gilt für die nördliche Halbkugel, auf der südlichen ist die Abweichung umgekehrt. Einige Beispiele mögen angeführt werden, in welchen wie gewöhnlich östliche Abweichung von der Mittellage als positiv bezeichnet wird. (Die Ziffern bezeichnen Bogensekunden.)

	Jan.	Feb.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
Paris (1821—30)	+ 16	35	**64**	11	— 22	— 52	— *65*	— 20	— 3	+ 13	11	10
Philadelphia (1841—45) .	90	73	28	— 28	— 70	— 84	— 95	— *120*	— 62	+ 77	85	**106**
Kew (1890—94)	25	22	7	— 28	— 28	— 35	— *39*	— 34	+ 22	17	11	36
Parc St. Maur (1888—97) .	+ 1	0	**10**	7	— 7	— 8	— *10*	+ 1	0	+ 5	— 3	+ 3
Potsdam (1890 bis 99) . .	+ 1	+ 4	+ 3	+ 2	+ 5	— 10	— *13*	— 7	+ 2	+ 10	+ 13	+ 13

Nach Mielberg ist in Nertschinsk der Gang derselbe wie an den angeführten Stationen, dagegen in Jekaterinenburg umgekehrt (Maximum im Juni, Minimum im September). Auch für Batavia ist der Gang umgekehrt wie für die Stationen der Tabelle, was damit übereinstimmt, dass Batavia auf der südlichen Halbkugel liegt. Sehr eigentümlich ist die geringe Jahresschwankung im Parc St. Maur, verglichen mit derjenigen in Paris (nach Messungen von Arago).

Fast ebenso niedrige Werte wie in Parc St. Maur ergeben die Beobachtungen in Potsdam.

Auch die anderen magnetischen Elemente erleiden eine jährliche Änderung. Sabine wies im Jahre 1850 nach, dass die Inklination auf beiden Halbkugeln im Halbjahr Okt.—März grösser als im anderen Halbjahr ist.

Dagegen ist die Horizontal-Intensität (entgegen Sabines Ansicht) auf der nördlichen Halbkugel grösser im Sommer als im Winter.

Als Beispiele mögen folgende Daten angeführt werden, in welchen die Ziffern für die Inklination (*J*) in Sekunden, diejenigen für die Horizontal- und Vertikal-Intensität (*H* und *V*) in 10^{-6} absoluten Einheiten ($0{,}1\,\gamma$) angegeben sind. Die Daten aus Kew stammen aus den Jahren 1890—94, diejenigen aus Parc St. Maur aus den Jahren 1888—97.

		Jan.	Febr.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
Kew	*H*	**— 13**	— 14	*— 15*	— 5	+ 46	**74**	47	24	— 18	*— 55*	— 46	— 24
Parc St. Maur	*H*	— 34	*— 59*	— 27	+ 21	69	**111**	58	13	— 12	— 36	*— 70*	— 45
	V	— 22	*— 30*	— 16	+ 4	23	**53**	42	14	*— 28*	— 17	**— 15**	— 17
	J	*+ 8*	**18**	8	— 8	— 22	*— 35*	— 16	— 3	+ 1	11	**26**	14
Potsdam 1890 bis 1899	*H*	— 17	*— 28*	— 18	+ 16	56	**74**	50	5	— 34	— 48	— 36	— 18
	J	21	**28**	19	1	— 20	**— 37**	— 35	— 14	+ 5	15	16	15
	X	— 17	— 26	— 16	+ 16	+ 52	**+ 69**	+ 47	— 3	— 34	*— 46*	— 34	— 16
	— *Y*	— 6	— 11	— 7	+ 6	16	**23**	21	9	— 6	— 16	*— 16*	— 9
	V	102	**127**	99	62	2	— 82	*— 108*	— 83	— 66	— 52	— 22	+ 33
	T	91	**102**	77	54	10	— 60	*— 92*	— 80	— 70	— 53	— 17	+ 37.

Da die Horizontalintensität zu Parc St. Maur nur 0,19535, die Vertikalintensität dagegen 0,42129 betrug, dagegen die Schwankung der Horizontalintensität diejenige der Vertikalintensität um nahezu den dreifachen Betrag übersteigt, so muss die Inklination den umgekehrten Gang wie die Horizontalintensität zeigen.

In Potsdam ist die Schwankung der Vertikalintensität *(V)* umgekehrt wie in Parc St. Maur, und wie diejenige der Horizontalintensität *(H)*. Infolgedessen hat auch die Inklination *(J)* in Minuten angegeben ein ausgesprochenes Maximum im Winter (Februar) und ein Minimum im Sommer (Juni bis Juli). Die Totalintensität (*T*) verhält sich wie ihre wichtigste Komponente *(V)*, die Nord- und Westkomponenten (*X* und — *Y*) der Horizontalintensität wie diese selbst.

Die magnetischen Störungen. Die heftigen, grossen Abweichungen der magnetischen Elemente werden als „Störungen" bezeichnet. Zwischen denselben und den regulären Schwankungen giebt es alle möglichen Übergänge, sodass die Aussonderung der Störungen immer etwas Willkür an sich hat. Nach Sabine wurden beispielsweise als Störungen der Deklination solche Abweichungen vom Mittel angesehen, welche 3,6′ für Toronto, 3,5′ für Nertschinsk, 3,3′ für Kew und 2,4′ für Hobarton überstiegen.

Die nähere Untersuchung der Störungen hat viele interessante Ergebnisse zu Tage gefördert. Schon die Beobachtungen von Celsius in Upsala und Graham in London zeigten, dass die Störungen in diesen beiden Orten gleichzeitig eintreten. Die Uhr zu Upsala zeigt eine Stunde

11 Minuten mehr als diejenige von London. Am 5. April 1741 fand ein starker magnetischer Sturm statt. Die Deklinationsnadel schwankte zu Upsala zwischen 9° 33′ und 11°, zu London zwischen 15° 30′ und 17° 20′. Die Maxima der Deklination wurden in London um 3^h 40^m und 4^h 20^m beobachtet, in Upsala waren die entsprechenden Zeiten 5^h und 5^h 35^m (alles Lokalzeit). Die grössten Störungen traten demnach sehr nahe gleichzeitig ein. Damals wurden die Beobachtungen nur in bestimmten Intervallen aufgenommen, die Gleichzeitigkeit konnte unter solchen Umständen nicht so genau festgestellt werden wie jetzt bei den selbstregistrierenden Instrumenten, die eine kontinuierliche Kurve zeichnen. In nahegelegenen Stationen, z. B. denjenigen West-Europas tritt die Schwankung meist in gleicher Richtung und etwas verschiedener Stärke auf. Zwischen weiter von einander getrennten Stationen zeigen sich grössere Unterschiede, sodass bisweilen die gleichzeitigen Abweichungen in entgegengesetztem Sinne verlaufen können. So z. B. beobachtete Wijkander zu Polhem auf Spitzbergen Abweichungen, die grosse Unterschiede gegen die gleichzeitig (1872—73) in der gemässigten Zone beobachteten zeigen. Auch können Störungen an einem Ort auftreten, während an einem anderen gleichzeitig keine bemerkbar sind. So z. B. fand Humboldt eine grosse Störung in dem Bergwerk zu Freiberg, die in Berlin nicht beobachtet wurde.



Fig. 298. Störungen zu Zika-Wei, Batavia, Bombay, Petersburg. Wien, Toronto und Melbourne am 24.—25. Juli 1885.

Die Beobachtungen des von Gauss und Weber organisierten magnetischen Vereins, welcher an gewissen Tagen alle fünf Minuten Beobachtungen anstellte, lieferten sehr wertvolle Beiträge zur Erkenntnis der

Natur der Störungen. Dies gilt natürlich noch mehr von den Aufzeichnungen der selbstregistrierenden Instrumente in den magnetischen Observatorien. Solche gleichzeitige Aufzeichnungen der Bifilarmagnetometer vom 24.—25. Juli 1885 10^h N.M. bis 6^h V.M. (Greenwicher Zeit) sind in der Fig. 298 reproduziert. Sie zeigen, dass die grössten Störungen gleichzeitig über die ganze Erde auftreten von Petersburg bis nach Melbourne, Batavia, Zika-Wei in China und Toronto in Canada. Die heftigen plötzlichen Störungen traten an allen Beobachtungsorten gleichzeitig auf ($10^h\ 30^m$ N.M. und 4^h V.M.). Die kleineren Störungen zeigen dagegen an den verschiedenen Stellen recht grosse Unterschiede. Die Schwankung war an einigen Stellen sehr beträchtlich, so z. B. in Toronto 0,0047 abs. Einheiten (etwa 3 Proz. des Mittelwertes der Horizontalintensität). In Wien betrug sie nur 0,0012.

Ebenso wie v. Bezold das magnetische Feld dargestellt hat, welches den täglichen Schwankungen entspricht, hat Ad. Schmidt eine Darstellung des Feldes der Störungen gegeben. Die magnetischen Kraftlinien dieses Feldes liegen bei relativer Ruhe einander einigermaassen parallel, bei starken Störungen bilden sie konvergierende oder divergierende Systeme, die sich allmählich verschieben und der wirbelförmigen Anordnung der Windrichtung um Cyklonen und Anticyklonen ähnlich sind. Die Ursache der Störungen liegt, nach der vertikalen Komponente zu urteilen (vgl. S. 959), oberhalb der Erdoberfläche. Ohne Zweifel finden in mittleren Luftschichten bei diesen magnetischen Stürmen starke cyklonische bezw. anticyklonische Luftbewegungen statt, welche positive Elektrizität mitschleppen und auf diese Weise die magnetischen Störungen verursachen.

Die Wirbel können als aus elektrischen Strömen zusammengesetzt gedacht werden, deren Stärke unter Umständen nicht weniger als 0,01 Amp. pro cm erreicht.

Schon früh entdeckte man (Sabine 1852), dass die magnetischen Stürme in sonnenfleckenreichen Jahren viel häufiger und heftiger als in sonnenfleckenarmen sind. Durch Summierung aller Störungen in einem Jahr erhielt Sabine Relativzahlen, und zwar fand er für die Jahre 1844—48 für Toronto folgende Werte:

	Dekl.	Horiz.	Vert.
1844	0,52	0,35	0,65
1845	0,64	0,47	0,58
1846	0,82	0,55	0,73
1847	1,39	1,14	1,23
1848	1.63	2,49	1,80.

1843 war ein Minimumjahr, 1848 ein Maximumjahr der Sonnenflecken.

Diese Beziehungen zwischen Stärke der Störungen und Menge der Sonnenflecken hat sich bei allen späteren Untersuchungen bestätigt.

Bei Untersuchungen über den jährlichen Gang der Störungen ist man auf Schwierigkeiten gestossen. Dieselben hat Ellis in der Weise entfernt, dass er die Störungen in Gruppen einteilte. Die „stärksten Störungen" entsprechen Abweichungen der Deklinationsnadel von mehr als 1^0 und der Horizontalkomponente von mehr als 300 Einheiten der fünften Decimalstelle. „Schwache Störungen" haben einen Effekt der mehr als sechs mal geringer ist als die genannten Ziffern angeben, 10′ bezw. 50 Einheiten. Die „schwachen Störungen" zeigen ein einziges Maximum im Hochsommer und ein Minimum im Winter.

Die anderen Störungen zeigen dagegen zwei Maxima im Frühling und Herbst, und zwei Minima, von welchen dasjenige in Juni etwas ausgeprägter ist als dasjenige in Dez. oder Jan. Die folgenden Daten aus Toronto und Greenwich mögen dies erläutern. Für Greenwich sind Störungen aller magnetischen Elemente zusammengenommen.

	Toronto			Greenwich
	Dekl.	Horiz.	Vert.	Mittel
Jan.	*0,57*	*0,56*	*0,57*	0,93
Febr.	0,84	0,94	0,74	**1,23**
März	1,11	0,94	1,08	1,22
April	**1,42**	**1,50**	**1,49**	1,09
Mai	0,98	0,90	1,12	0,81
Juni	*0,53*	*0,36*	*0,50*	*0,71*
Juli	0,94	0,61	0,71	0,81
August	1,16	0,75	1,08	0,90
Sept.	**1,62**	**1,71**	**1,61**	1,15
Okt.	1,31	1,48	1,29	**1,18**
Nov.	0,78	0,98	0,75	1,02
Dez.	0,76	0,58	0,61	*0,83*

Die beiden Maxima im jährlichen Gang der Störungen der Deklination, Horizontal- und Vertikalintensität treten auch in Fig. 299 deutlich hervor, welche ihren Gang zu Potsdam in den Jahren 1890—99 darstellt.

Dieser Gang der starken Störungen ist genau gleich demjenigen der halbtägigen Barometerschwankung in niederen Breiten (vgl. S. 603). Die

starken Störungen sind demnach direkt durch den Fall von Sonnenstaub verursacht, welcher hauptsächlich in den niederen Breiten stattfindet. Die schwachen Störungen dagegen, welche im Sommer ihr Maximum besitzen, können als Folgen des schon durch Winde diffus verbreiteten Sonnenstaubs betrachtet werden, welcher nicht geladen genug ist, um elektrische Entladungen gleich nach seinem Fall in die Atmosphäre hervorzurufen. Dies entspricht mehr den Verhältnissen in höheren Breiten.

Die Störungen haben auch eine tägliche Periode. In den meisten Fällen treten sie am häufigsten in der Mittagszeit, am seltensten um Mitternacht auf. Als Beispiel mögen folgende Daten aus Batavia (1882—1893) dienen, welche die Anzahl der Perturbationen für die drei magnetischen Elemente, Deklination, Horizontalintensität und Vertikalintensität, sowie ihren Mittelwert angiebt.

Stunde V.M. 1		2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Dekl.	0,29	0,25	0,25	0,32	0,37	1,14	1,97	1,65	1,56	2,05	2,98	**3,26**
Horiz.	0,80	0,78	0,79	*0,74*	0,76	0,81	0,85	0,93	0,93	0,85	0,95	1,06
Vertik.	0,44	0,46	0,52	0,57	0,67	0,91	1,18	**1,98**	1,96	1,63	1,36	*1,26*
Mittel	0,51	0,50	0,52	0,54	0,59	0,95	1,33	1,52	1,48	1,51	1,76	1,86

Stunde N.M. 1		2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Dekl.	2,67	1,77	0,79	0,61	0,52	0,35	0,30	0,22	0,22	*0,14*	*0,14*	0,18
Horiz.	1,35	**1,61**	**1,61**	1,39	1,16	1,04	0,99	0,94	0,96	0,95	0,86	0,91
Vertik.	1,65	**1,93**	1,91	1,53	0,87	0,57	0,48	0,44	0,44	*0,43*	*0,43*	*0,43*
Mittel	**1,89**	1,77	1,44	1,18	0,85	0,65	0,59	0,53	0,54	0,51	*0,48*	0,51

Die Maxima und Minima der Störungen der Deklination treffen ziemlich genau zur Mittags- und Mitternachtszeit ein, diejenigen der Horizontal-Intensität etwas später, diejenigen der Vertikal-Intensität wiederum etwas früher, so dass im Mittel die Störungen ihre Extremwerte um Mittag und Mitternacht durchlaufen. Betreffs der Form der Schwankung ist es auffallend, dass die Werte in den Nachtstunden (6 Uhr abends bis 6 Uhr früh), nahezu konstant sind, dann schnell wachsen und ein ziemlich flaches Maximum um Mittag durchlaufen, schliesslich in den Nachmittagsstunden 3—6 Uhr sehr schnell auf den konstanten Nachtwert sinken. Es stimmt dieser Gang ganz auffallend mit demjenigen der Sonnenstrahlung überein, was kein Zufall ist, denn die Menge Sonnenstaub, welche in die Atmosphäre hineinfällt, ist ungefähr der Sonnenstrahlung proportional. Man hätte vielleicht erwartet, dass das Maximum etwas in den Vormittag hinein verschoben wäre und in

der That sind im Mittel die Störungen am Vormittag nach 5 Uhr bedeutend (etwa 15 Proz.) stärker als ebenso lange nach Mittag.

Die graphische Darstellung Fig. 300 giebt den täglichen Gang der Störungen zu Potsdam in den Jahren 1890—1899 wieder. In derselben tritt ein Minimum um Mittagszeit und ein Maximum am Abend (9^h N. M.) sehr deutlich hervor. Der Gang ist also ein ganz anderer wie zu Batavia. Es wäre ohne Zweifel erwünscht auch in diesem Fall zwischen starken und schwachen Störungen zu unterscheiden.

Die nahezu 26-tägige Periode. Oben ist kurz erwähnt, dass die erdmagnetischen Elemente und ihre Störungen einer Periode von 25,93 Tagen Länge unterworfen sind (S. 148). Ordnet man die betreffenden Erscheinungen nach derselben Epoche (1728 Jan. 1,0), so findet man Maxima, die meist nahe aneinander liegen. Man findet nämlich das Maximum an folgenden Tagen:

Nordlichter	15,3.	Tag.	EA.
Südlichter	15,5.	„	EA.
Deklination (östl.) in Prag und Wien 1870	17,6.	„	H.
Tagesschwankung des Erdmagnetismus (Fort Rae 1882 bis 1883)	18,5.	„	L.
Deklinationsstörungen (Jan Mayen 1882—83)	19,0.	„	L.
„ (Wien 1882—83)	19,2.	„	L.
Tagesschwankung des Erdmagnetismus (Jan Mayen 1882—83)	19,3.	„	L.
Inklination (Prag 1870)	19,5.	„	H.
Störungen des Erdmagnetismus Pawlowsk 1882—83	20,1.	„	M.
Gewitter, Schweden 1880—95	22,4.	„	EA.
Horizontalintensität Prag 1870	23,1.	„	H.
Gewitter, Bayern und Württemberg 1880—87	24,7.	„	Bz.
Horizontalintensität, Hobarton 1844—45	24,9.	„	Br.
„ Makerstoun, Schottland 1844 bis 45	25,4.	„	Br.

Br. = Broun, Bz. = Bezold, EA. = Ekholm und Arrhenius. H. = Hornstein, L. = Liznar, M. = C. A. Müller.

Von diesen Erscheinungen sollte man vermuten, dass die Polarlichter, die täglichen Schwankungen und die Störungen des Erdmagnetismus gleichzeitig auftreten. Die mittleren Maximaltage dieser drei Erscheinungen sind der 15,4. der 18,8. und der 19,4. Tag. Sie fallen innerhalb weniger als einer sechstel Periode zusammen, so dass man

wohl vermuten kann, dass eine nähere Untersuchung mit grösserem Material (nicht nur vom Jahr 1882—83) sie zu vollkommener Übereinstimmung bringen wird. Auffallend ist, dass die Hornsteinschen Perioden der Deklination und Inklination nahe mit den oben erwähnten zusammenfallen. Da die meisten Nordlichter, oder richtiger disruptiven elektrischen Entladungen in den höheren Luftschichten wohl nördlich von Prag und Wien sich abspielen, kann man dieses Verhalten der Deklination erwarten. Das von Hornstein benutzte Material scheint aber nach Schusters Untersuchung zu gering gewesen zu sein, um bündige Schlüsse zu gestatten.



Fig. 299. Jährliche Gang der Störungen der Deklination, Horizontal- und Vertikal-Intensität. Potsdam 1890—99 nach Lüdeking.

Eine nähere Untersuchung dieser Periode sowohl wie derjenigen des tropischen Monats würde ohne Zweifel wichtige Aufschlüsse ergeben.

Magnetische Elementarwellen. Wenn man mit selbstregistrierenden Instrumenten Änderungen studieren will, die in sehr kurzer Zeit erfolgen, so muss das photographische Papier sich mit grosser Geschwindigkeit abwickeln. Eschenhagen, der in den Aufzeichnungen der gewöhnlichen Registrier-Apparate, bei welchen eine Stunde 1 bis 2 cm Länge der photographischen Abbildung entspricht, Anzeichen von kurzdauernden magnetischen Schwankungen gefunden hatte, versuchte Apparate, die 24 cm Papierstreifen pro Stunde abrollten. Bei dem Bifilarmagneten, der angewandt wurde, war ausserdem die Trägheit gering, damit er den kurzdauernden Impulsen folgen könnte. Auch seine Dämpfung war relativ gross, damit keine Eigenschwingungen störten.

Seine Empfindlichkeit war bedeutend (1 mm entsprach 4.10^{-5} abs. Einheiten), damit schwache Kräfte sich geltend machen könnten.

Eschenhagen fand auf den so entstandenen Aufzeichnungen in sehr vielen Fällen kleine Wellenlinien, die, unabhängig von der Wolkenbedeckung, besonders häufig am Tage auftraten. Diese Vibrationen dauerten meistens etwa drei bis vier Stunden und hatten eine Periodenlänge von im Mittel etwa 30 Sekunden. Auch kürzere Perioden wie 12 Sek. — solche wurden schon früher von Kohlrausch beobachtet — waren repräsentiert. Bisweilen kamen zwei Schwingungsarten von ungleicher, aber nicht all zu sehr verschiedener Periodenlänge vor; in solchen Fällen traten charakteristische Interferenzerscheinungen zwischen den beiden Wellenzügen auf.

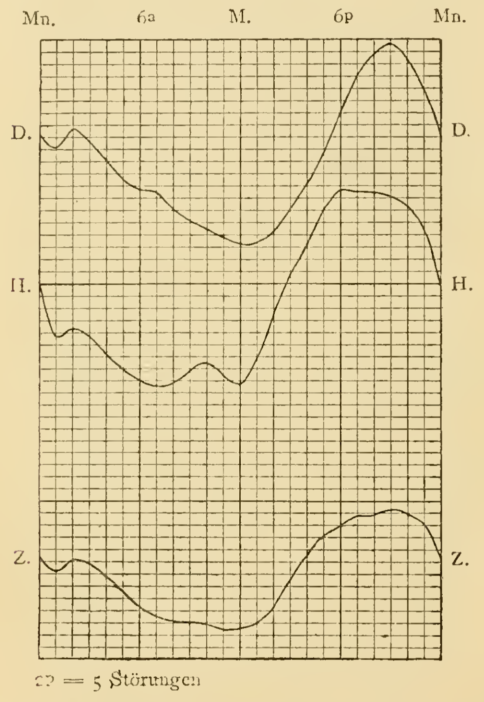


Fig. 300. Täglicher Gang der magnetischen Störungen der Deklination, Horizontal- und Vertikalintensität. Potsdam 1890–99 nach Lüdeking.

Unter den magnetischen Instrumenten eignet sich das Bifilarmagnetometer wegen seiner grossen Empfindlichkeit am besten zur Untersuchung dieser schwachen magnetischen Wellen, das Deklinometer zeigt sie relativ selten, die Lloydsche Wage nie.

Birkeland, der ähnliche Wellen in Nord-Norwegen untersuchte, stellte fest, dass sie sich ganz gleichzeitig dort und in Potsdam zeigten. Dieser Befund ist nicht für die Hypothese günstig, welche annimmt, dass diese kleinen Schwankungen irgendwie mit der Luftelektrizität, d. h. dem Potentialgefälle in der Nähe der Erdoberfläche in Zusammenhang stehen, denn diese Grösse hat ein stark lokales Gepräge.

In den Nachtstunden treten bisweilen magnetische Wellen mit einer Periodenlänge von mehreren Minuten auf. Von denselben vermutete Arendt, dass sie mit der Luftelektrizität in Zusammenhang stehen.

van Bemmelen fand aber in Batavia die meisten Eschenhagenschen Wellen in der Nacht, wogegen in Utrecht wie in Potsdam sie meistens am Tag vorkamen. Sie sind zu Batavia am gewöhnlichsten im Juli, am seltesten im Januar. Dort kamen die Elementarwellen auch am Deklinatorium, nicht aber an der Lloydschen Wage zum Vorschein.

Die magnetischen Wellen könnten nach einigen Forschern vielleicht elektrischen Schwingungen der Erde oder der Sonne entsprechen. Die Periode solcher Schwingungen beträgt aber 0,15 bezw. 17 Sek. und ihre Dämpfung ist sehr gross (3,6), was mit der Natur der Elementarwellen keineswegs übereinstimmt.

Einfluss des Mondes auf die Magnetnadel. Schon früh hat man (Kreil 1841) erkannt, dass der Mond eine Wirkung auf die Magnetnadel ausübt, indem zur Zeit der oberen und unteren Kulmination (Durchgang durch den Meridian) des Mondes die Deklinationsnadel auf der nördlichen Erdhälfte ihre grösste westliche Abweichung hat, einen viertel Mondtag ($24^h\ 51^m$) früher oder später dagegen am weitesten nach Osten ausweicht. Auf der südlichen Halbkugel ist der Gang entgegengesetzt. Die Amplitude ist sehr gering, 20,9″ für Kew, 39,6″ für Toronto, 9,2″ für Peking, 10,5″ für St. Helena, 20,9″ für Capstadt und 18,2″ für Hobarton. Diese halbtägige Periode unterscheidet sich wesentlich von der ganztägigen der Sonnenwirkung. Man ist zu ihrer Erklärung auf eine Art Gezeitenwirkung hingewiesen.

Wie wir oben (S. 892) gesehen haben, übt der Mond in der That auf die Luft eine Gezeitenwirkung derart aus, dass die Luft von allen Seiten zu dem Punkte hinströmt, wo der Mond durch den Meridian geht. Schuster hebt hervor, dass die so entstehenden Luftströmungen elektrische Ströme herbeiführen müssen, die wiederum den beobachteten magnetischen Effekt ausüben könnten. Eigentümlich ist es, dass die Schwankungen im Sommer grösser sind als im Winter, und dass die Nadel an äquatorialen Stationen den Gang mitmacht, welchen die jeweilig von der Sonne mehr bestrahlte Halbkugel zeigt. Danach scheint der Mond nur störend auf die von der Sonne hervorgerufenen Luftströmungen einzuwirken.

Auch auf die anderen magnetischen Elemente übt die Stellung des Mondes einen Einfluss aus. So beträgt z. B. zu Batavia die vom Monde hervorgerufene tägliche Schwankung der Inklination 4″ und diejenige der Horizontalintensität 0,0033 Proz. während diejenige der Deklination 8″ erreicht. Zu Philadelphia soll die Horizontalintensität mit dem Mondtage um 0,025 Proz. ihres Betrages schwanken.

Nach den Berechnungen von van der Stok ändert sich die Ampli-

tude der Schwankung umgekehrt wie die dritte Potenz der Entfernung des Mondes. Diese ändert sich von Erdnähe zu Erdferne im Verhältnis 1:1,07; die dritte Potenz dieser Zahl ist 1:1,225, während die Amplitude der Mondschwankung bei der Erdferne sich zu derjenigen bei der Erdnähe wie 1:1,24 nach Beobachtungen in Trevandrum (Indien) und wie 1:1,23 nach Beobachtungen in Batavia verhält.

Jedenfalls ist die betreffende Schwankung, obgleich schwach, so regelmässig, dass an ihrer Wirklichkeit kein Zweifel entstehen kann. Die dritte Potenz entspricht einer Gezeitenwirkung (vgl. S. 449).

Die Beobachtungen von Batavia scheinen auch eine Einwirkung der Mondphasen auf die Amplitude der mondtäglichen Schwankung anzudeuten, indem dieselbe bei Neumond und Vollmond grösser ist als beim ersten und dritten Viertel.

Theorieen des Erdmagnetismus. Die einfachste Annahme, um die erdmagnetischen Wirkungen zu versinnlichen, ist diejenige, dass man sie durch einen in der Mitte der Erde gelegenen Magnetstab hervorgerufen denkt. Dieser Gedanke stammt eigentlich schon von Gilbert (1600), welcher sich die Erde als einen grossen Magneten vorstellte. Die Deklination, meinte er, beruhe auf der magnetischen Anziehung der Kontinente, was bald als unrichtig erkannt wurde. Tobias Meyer versuchte die erdmagnetischen Erscheinungen so darzustellen, dass er annahm, ein Magnetstab von der Länge eines siebentel Erddurchmessers liege symmetrisch im Erdmittelpunkt mit der Längsachse nach den erdmagnetischen Polen gerichtet.

Diese Annahme ist jedoch zu einfach, indem nach ihr die magnetischen Meridiane grösste Kreise durch die magnetischen Pole sein müssten. Die magnetischen Pole müssten auch einander diametral gegenüber liegen, was keineswegs der Fall ist.

Die Verbesserung dieser Theorie durch Hansteen, welcher zwei Magnetstäbe im Erdinneren annahm, war auch nicht sehr befriedigend.

Um aller Willkür zu entgehen, berechnete Gauss das erdmagnetishe Potential in einem bestimmten Punkte der Erde mit Hilfe einer Reihenentwickelung. Die Reihe war nach dem Sinus und Cosinus der einfachen, doppelten, dreifachen u. s. w. geographischen Breite und Länge des Ortes entwickelt. Die Koeffizienten dieser Reihe wurden ans den Beobachtungen berechnet.

Gauss entwickelte seine Reihe bis zu 24 Gliedern, fand aber, dass die Rechnung nicht in befriedigender Weise den Beobachtungen entsprach. Aus dem erdmagnetischen Potential kann man nämlich durch

Differentiation nach einer gegebenen Richtung, die in dieser Richtung wirkende erdmagnetische Kraft berechnen. Auf diese Weise kann man die nordsüdliche und ostwestliche Komponente der Horizontalintensität, sowie die Vertikalintensität berechnen und somit auch die Deklination und Inklination bestimmen.

Man war nun bestrebt, das empirische Material zu verbessern, wobei Gauss selbst, sowie Weber und Lamont am kräftigsten mitwirkten. In letzter Zeit sind Neuberechnungen von Neumayer aus dem gesamten Beobachtungsmaterial durchgeführt worden und in Karten niedergelegt.

Trotz aller aufgewendeten Mühe musste man anerkennen, dass diese Darstellungsweise nicht den zu stellenden Ansprüchen entsprach.

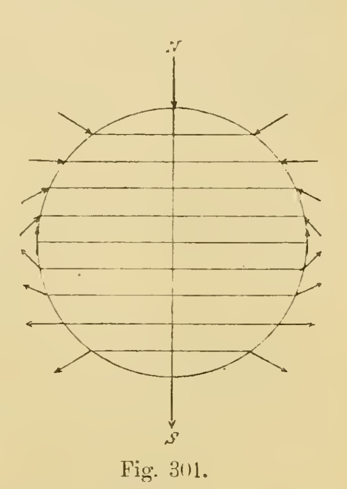


Fig. 301.

Später sind Versuche gemacht worden, durch Erhöhung der Zahl der Glieder, eine grössere Annäherung an die Wirklichkeit zu erzielen. So hat Fritzsche nicht weniger als 63 Glieder mitgenommen, wobei er jedoch fand, dass die Übereinstimmung nicht viel besser wurde als mit 48 Koeffizienten. Ferner hat Ad. Schmidt die Gausssche Theorie so umgeformt, dass sie für eine ellipsoïdische Erde gilt, anstatt wie früher für eine kugelförmige.

Neuere Untersuchungen. Wenn die Erde als eine gleichmässig magnetische Kugel aus Eisen zu behandeln wäre, so würden die Äquipotentiallinien Parallelkreise bilden, deren Ebenen gleich weit von einander entfernt wären. Die Pfeile der Figur 301 zeigen die Grösse und Richtung der Kraft an, welche von der Kugel ausgehend auf eine kleine freischwebende Magnetnadel ausgeübt werden würde. In der That entspricht diese Verteilung sehr nahe dem sogenannten mittleren Zustande der Erde, welchen man erhält, wenn man den Mittelwert des magnetischen Potentiales an der Erdoberfläche auf einem bestimmten Breitegrade φ nimmt. Dieses mittlere Potential ist nach von Bezold:

$$V_\varphi = - R\, 0{,}330 \sin \varphi.$$

R bedeutet den Erdradius. Daraus folgt für die horizontale Komponente H.

$$H = \frac{-d V_\varphi}{R d \varphi} = 0{,}330 \cos \varphi.$$

Die Theorie verlangt, dass die Wirkung dieses Magnetismus genau so gross ist, wie diejenige eines kleinen Magneten vom gleichen magnetischen Moment, welcher im Erdmittelpunkt liegt. Nach einem bekannten Satz von Gauss stellt sich ein kleiner Magnet ns (Fig. 302) im Felde eines grossen Magneten NS so ein, dass er gegen einen Punkt T zeigt, der folgendermaassen bestimmt wird: Man verbindet die Mittelpunkte R und O der Magnete und teilt die Verbindungslinie in 3 gleiche Teile, so dass $OQ = \frac{1}{2} QR$. In Q errichtet man QT senkrecht auf OR: dann ist der Punkt, in dem QT die Verlängerung von NS schneidet, der gesuchte Punkt T. Der Winkel AOR, welcher die geographische Breite φ der Nadel ns darstellt, ist gleich OTQ und der Winkel QTR ist gleich der Neigung von ns gegen den Horizont, also gleich dem Inklinationswinkel $i.P$ ist der geographische Nordpol. Nun ist offenbar:

$$QT = QR \operatorname{tg} (90 - i) = QO \operatorname{tg} (90 - \varphi),$$

wo i den Inklinationswinkel im Punkte R bedeutet. Da $2\,QO = QR$, so folgt:

$$\operatorname{tg} i = 2 \operatorname{tg} \varphi.$$

Daraus erhält man die Grösse der vertikalen Komponente Z:

$$Z = H \operatorname{tg} i = 0{,}330 \cos \varphi \cdot 2 \operatorname{tg} \varphi = 0{,}660 \sin \varphi.$$

Das ganze magnetische Moment der Erde berechnet sich aus diesen Daten zu $8{,}52 . 10^{25}$ C.G.S. Gauss fand aus seinen Berechnungen $8{,}55 \cdot 10^{25}$ C.G.S., was so viel ausmacht, wie wenn in jedem Kubikmeter der Erde 3,5 kg magnetisch gesättigte Stahlmagnete verteilt wären. Diese Magnetisierung erscheint so bedeutend, dass die meisten Forscher die Annahme, dass der Erdmagnetismus von magnetischen Körpern im Erdinneren herrühre, verworfen haben.

Die magnetischen Verhältnisse der Erde entsprechen nur in erster Annäherung dieser einfachen Verteilung des Erdmagnetismus, und man hat ebenso wie für die Temperatur sogenannte Isanomalen gezeichnet, welche die Abweichungen von den aus der angeführten Theorie abgeleiteten Zahlen darstellen.

Auch die nördliche und die südliche Halbkugel zeigen nicht vollkommen gleiche Werte, wie folgende Daten über die mittleren Werte der Horizontal- (H) und Vertikalintensität (V) längs der 30. und 50. Parallele beweisen:

Breite	H	V
50° n.	0,19	0,50
30 n.	0,29	0,34
30 s.	0,27	— 0,32
50 s.	0,21	— 0,47

Um die Darstellung dieser Abweichungen und ihre Erklärung haben sich v. Bezold und Bauer grosse Verdienste erworben. Die westliche Halbkugel von etwa 5° e. L. bis 150° w. L. zeigt ein grösseres Potential als das theoretische, die übrigen Erdteile eine dementsprechende negative Abweichung.

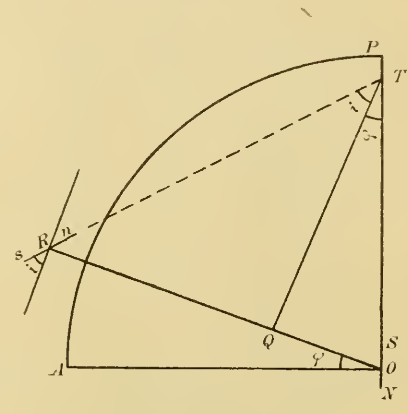


Fig. 302.

Die Isanomalen der Inklination (Isapoklinen) zeigen zwei Centra der grössten Abweichung in der Nähe des Äquators. Das positive Centrum, welches das Nordende der Inklinationsnadel um etwa 29° von der normalen Lage gegen die Erde hinzieht, liegt unter etwa 20° s. Br. und 40° w. L. Das negative Centrum, über welchem das Nordende der Inklinationsnadel um 24° über die normale Lage gehoben wird, befindet sich unter 5° s. Br. und 40° e. L. Diese Centra sind gewissermaassen als sekundärer Nord- bezw. Süd-Pol zu betrachten. Dem Beispiele Hansteens folgend, zeigt Bauer, dass die erdmagnetischen Erscheinungen durch die Annahme zweier auf einander nahezu senkrecht stehender magnetischen Systeme der zuletzt beschriebenen Art einigermaassen genau dargestellt werden können, wovon das polar gerichtete etwa fünf mal kräftiger als das äquatorial gerichtete entwickelt ist. Diese Annahme entspricht einer Neigung der erdmagnetischen Achse gegen die Erdachse von etwa 10°, während Gauss Rechnungen 12° ergeben.

Bauer hat auch die mittlere sekuläre Veränderung der erdmagnetischen Elemente in den Jahren 1780—1885 als eine Funktion der geographischen Breite (gleichgiltig ob nördlich oder südlich) dargestellt. Er fand folgende Werte der jährlichen Änderung der Deklination und der Inklination in Bogenminuten:

Breite . . .	0	20	40	60°
Deklination .	4,3′	4,8′	6,2′	9,5′
Inklination. .	8,0′	7,2′	5,0′	2,5′.

Eine interessante Beziehung dieser Sekularvariation, welche durch eine Verschiebung des äquatorial gerichteten magnetischen Systemes dargestellt werden kann, zur Sonnenfleckenzahl hat Moureaux in den Deklinations-Beobachtungen von Parc St. Maur gefunden. Diese Variation schreitet nämlich in den Jahren mit viel Sonnenflecken schneller vor als in denjenigen mit wenigen, wie folgende Tabelle zeigt:

Jahr	Variation	Sonnenflecke	Jahr	Variation	Sonnenflecke
1883	— 7,20′	1155	1891	— 5,91′	569
1884	— 6,26	1079	1892	— 5,84	1214
1885	— 5,99	811	1893	— 5,88	1464
1886	— 6,12	381	1894	— 5,80	1282
1887	— 5,08	178	1895	— 5,54	974
1888	— 5,12	89	1896	— 5,26	543
1889	— 5,92	78	1897	— 4,79	514
1890	— 5,85	99	1898	— 4,18	420.

Im allgemeinen zeigt die Sekularvariation eine Abnahme mit der Zeit, aber es ist doch deutlich, dass die jährliche Abnahme im Mittel mit den Sonnenflecken wächst.

Auch die sekuläre Veränderung ist der mathematischen Analyse von Carlheim-Gyllenskiöld unterworfen worden. Er zerlegte den Ausdruck für das Potential nach Kugelfunktionen in eine Reihe von Gliedern, die von der Latitude φ abhängen und die mit A_0, A_1, A_2 u. s. w. bezeichnet werden mögen. Jedes dieser Glieder wurde wiederum nach Art einer harmonischen Reihe in Glieder nach der Longitude ω zerlegt. Durch eine solche Reihe kann jede Verteilung des Erdmagnetismus dargestellt werden, wenn man nur genügend viele Glieder nimmt. Je höhere Multipel von φ und ω die Glieder enthalten, um so weniger wichtig sind sie im allgemeinen. Von jedem dieser Glieder nimmt Gyllenskiöld an, dass es eine periodische Funktion der Zeit ist. Die kürzeste von diesen Perioden, 300 Jahre, besitzt das Glied $Y_{5,3}$, welches nach den Winkeln $5\,\varphi$ und $3\,\omega$ entwickelt ist. Dieses Glied ist von geringer Bedeutung, $Y_{2,2}$ dagegen, das eine Periode von 500 Jahren besitzt, ist sehr wichtig. Diesem Glied entspricht wohl der Hauptsache nach die sekuläre Schwankung der Deklinationsnadel zu Paris, welche 1580

ein Maximum östlicher, 1814 ein Maximum westlicher Abweichung durchlief (vgl. Fig. 284). Die Zeitdifferenz 234 entspricht einer Halbperiode, wonach die ganze Periode 468 oder rund 500 Jahren betragen würde. Von geringerer Bedeutung ist das Glied $Y_{3,3}$ mit einer Periodenlänge von 700 Jahren. Von den Gliedern erster Ordnung nach ω haben das zweite $Y_{2,1}$ und das dritte $Y_{3,1}$ ungefähr gleich lange Perioden, 1700 bezw. 1800 Jahren. Sie machen sich in der Wanderung des Durchschnittspunktes der agonischen Linien mit dem Äquator geltend, von welchen der, welcher im Atlanten liegt, in 285 Jahren (1600—1885) einen Bogen von 63° beschrieb (8° e. L.—55° w. L.). Dies entspricht einem ganzen Umlauf um die Erde in 1630 Jahren. Ungefähr dieselbe Periode, 1670 Jahre, zeigt die Verschiebung des Durchschnittspunktes der Isokline Null mit dem Äquator, dieser Punkt hat nämlich in 185 Jahren (1700 bis 1885) ein Neuntel des Erdumkreises (35° e. L.—5° w. L.) beschrieben. Schon diese Perioden sind viel zu lang, um noch mit einiger Sicherheit bestimmt werden zu können. Noch mehr gilt dies für die Periode des ersten variablen Gliedes $Y_{1,1}$, welche 3100 Jahre umfasst.

Gyllenskiöld hat nun gefunden, dass nicht nur die Richtung der Magnetisierungen, welche durch die einzelnen Glieder Y dargestellt werden, sondern auch ihre Stärke mit der Zeit sich ändert und zwar nach der gleichen Periode wie die Richtung. Es sieht also nach Gyllenskiöld aus, als ob elektrische Strömungen — vermutlich in der Atmosphäre — eine stetige Ummagnetisierung des Erdkernes senkrecht zur Erdachse verursachen. Die Inhomogenität der Erde bewirkt, dass die Stärke dieser Magnetisierung nach einer Periode schwankt, die derjenigen der Ummagnetisierung selbst gleichkommt. Die Beobachtung von Moureaux (S. 976) spricht sehr für diese Ansicht.

Die Darlegungen von Gyllenskiöld bieten daher nicht nur ein theoretisches Interesse, sondern können auch dazu dienen, von den magnetischen Verhältnissen der Erde in längst entfernten Zeiten eine Vorstellung zu verschaffen. So z. B. kann man mit ziemlicher Sicherheit daraus schliessen, dass der magnetische Äquator nie nördlich von Rom gelegen hat. Dieselbe Ansicht hat auch Fritzsche geäussert. Sie steht im Widerspruch mit den Aufsehen erregenden Schlüssen von Folgheraiter, welcher aus den magnetischen Eigenschaften von etruskischen Vasen hergeleitet hat, dass zur Etruskerzeit (etwa 700 Jahre vor unserer Zeitrechnung) die Inklination in Italien 2° 29′—25° 37′ südlich gewesen ist. Die Vasen sollten nämlich beim Brennen magnetische Eigenschaften angenommen haben, deren Achse

von der noch festzustellenden Lage der Vase und der bisher unbekannten Richtung der magnetischen Kraftlinien abhängt. Der Schluss von Folgheraiter war schon deshalb sehr unwahrscheinlich, weil der jetzige magnetische Äquator sich nicht mehr als 16° vom geographischen Äquator entfernt, und Rom auf 42° n. Br. liegt. Nach Gyllenskiöld war die Inklination zu Rom in der betreffenden Zeit etwa 48,5° nördlich.

In ähnlicher Weise hat man mit Hilfe von bei tertiären Eruptionen gebrannten Thonschichten die Deklination in Auvergne zur Tertiärzeit zu 7°—9° W. bestimmt. Sie ist jetzt 14° 20′ W. Solche Beobachtungen versprechen viel Interesse.

Landesvermessungen. Wenn man den Wert der magnetischen Elemente in sehr vielen Punkten eines Landes bestimmt, so findet man, dass dieselben nicht unbeträchtlich von denjenigen abweichen, welche auf den vorhin erwähnten Karten aufgeführt sind. Dieser Umstand beruht auf sogenannten lokalen Störungen und die Abweichung zwischen den nach den magnetischen Weltkarten berechneten und den thatsächlich gefundenen Werten kann als ein Maass der Störung angesehen werden. Als eine Probe möge eine Darstellung der Isogonen in Grossbritannien (Fig. 303) nach den Messungen von Rücker und Thorpe wiedergegeben werden. Neben diesen sogenannten „wahren“ Isogonen sind sehr dicke Linien gedruckt, welche die sogenannten „terrestrischen“ Isogonen darstellen. Diese Linien sind aus den magnetischen Weltkarten genommen und unterscheiden sich durch den nahezu geradlinigen Verlauf von den schlängelnden „wahren“ Isogonen; sie sind als eine Art Idealisierung der Wirklichkeit anzusehen. Der Unterschied zwischen dem wahren und dem von den terrestren Isogonen angegebenen Wert erreicht in diesem Fall nicht mehr als einen halben Grad.

Ebenso unbedeutend sind die Störungen in allen Ländern, wo stark magnetische Gesteinsarten nicht vorkommen. Aber schon Basalthügel und Granitkuppen können recht bedeutende Störungen hervorrufen. So z. B. geht die Isogone von 9° durch die granitreiche Insel Bornholm, einer negativen Abweichung von 1,3° entsprechend. Die Deklination nimmt nach Nordosten (Christiansö) bis auf 11° zu, während sie nach der Karte der terrestrischen Isogonen dahin abnehmen sollte, und sinkt nach Südwesten auf 8°, einer Abweichung von etwa 2,5° entsprechend.

Die erste Anomalie dieser Art, abgesehen von den Störungen in der Nähe von Lagerstätten des Eisenerzes $Fe_3\,O_4$, welche von alters her mit Hilfe des Grubenkompasses aufgesucht wurden, wurde in den Alpen von Kreil aufgefunden. Ähnliche Störungen zeigen die Karpathen in Ungarn und noch

mehr die grosse Himalayakette nach den Messungen der Brüder Schlagintweit.

Durch das Studium der magnetischen Abweichungen in Japan und Indien sowie Europa gelang es Naumann, eine nahe Beziehung zwischen den Linien der magnetischen Abweichungen und den tektonischen Linien

Magnetische Landesvermessung von Grossbritannien (1886.0).

Die terrestrischen (—) und wahren (—) Isogonen.



Fig. 303.

der Bergmassive nachzuweisen. Es ist demnach kein Zweifel, dass ein Studium dieser Abweichungen von grossem Nutzen beim Studium des Aufbaues der Erdkruste werden kann.

Noch viel grössere Abweichungen kommen bisweilen in der Nähe von Lagerstätten magnetischer Eisenerze vor. Die Deklination kann an solchen Stellen alle möglichen Werte annehmen, sodass die Abweichung auch 180° erreicht. Diese Einwirkung auf den Magneten haben Wrede und Thalén benutzt, um die ungefähre Lage der Eisenerzstöcke zu bestimmen. Auf die Stärke der Abweichung kann man auch Schätzungen betreffs der Mächtigkeit des Erzlagers gründen. Es giebt auch magnetische Inseln, welche grosse Störungen der Magnetnadel verursachen. Am bekanntesten ist wohl Jussarö an der Südwest-Küste Finnlands. Die Abweichung der Deklinationsnadel beträgt daselbst nicht weniger als —158°, diejenige der Inklination —17°.

Die meisten Eisenerze wie Oxyd (Eisenglanz, Hämatit, $Fe_2 O_3$), Karbonat (Eisenspath, $FeCO_3$) und die verschiedenen Hydrate sind, zum Unterschiede vom magnetischen Eisenerz, $Fe_3 O_4$, nur sehr schwach magnetisch. Die Lagerstätten jener Eisenerze, wie z. B. Eisenerz in Steiermark, wo Karbonate und etwas Hydrate vorkommen, verursachen deshalb nur recht unbedeutende Störungen des Erdmagnetismus.

Abweichungen von nicht allzu bedeutender Grösse kommen ferner bei den meisten oceanischen Inseln vor, wie die Challenger-Expedition nachwies. Diese Inseln bestehen oft aus vulkanischen Auswürfen, die beim Erstarren unter dem Einfluss des Erdmagnetismus eine magnetische Orientierung erhalten haben, sodass das magnetische Südende der Kuppe auf der nördlichen Hemisphäre nach oben zu liegen kam. Auf der südlichen Halbkugel ist es natürlich umgekehrt. Infolgedessen wird im allgemeinen auf der nördlichen Halbkugel das Nordende der Magnetnadel zu der Insel hingezogen bezw. auf der Insel hinuntergezogen. Auf der südlichen Halbkugel gilt dasselbe für das Südende der Nadel.

Ähnliche Abweichungen — bisweilen von so grosser Bedeutung, dass sie für die Schiffahrt gefährlich sind —, kommen auch auf dem Meer vor, so z. B. ausserhalb Cossack in Nordwest-Australien, weit von der Küste, wo eine Abweichung von 30° beobachtet wurde. Andre Fälle von starken Störungen kommen bei den Küsten von Labrador, Madagascar, bei Réunion u. s. w. vor. Man nimmt an, dass sie von grossen Eruptiv-Massiven unter der Meeresfläche verursacht sind.

Ein ähnliches gilt von den grossen eruptiven Gebirgsstöcken im Binnenland. So z. B. kam O. E. Meyer durch das Studium der schlesischen Gebirgsketten zu folgendem Schluss. „In unseren nördlichen Breiten wird jede magnetische Bergkuppe, mit Ausnahme vereinzelt vorspringender Felsen, an ihrer Oberfläche nur magnetische Südpole auf-

weisen können." Auch Lamont fand bei seiner Untersuchung über Bayern, dass die Störungen auf eine Verstärkung des Süd-Magnetismus am Orte der Störung zurückgeführt werden konnten.

Elektrische Strömungen zwischen Erde und Atmosphäre. Wenn man einen Magnetpol von der Stärke m eines biegsamen Magneten rund um einen Strom führt von der Stärke J, so ist die dabei ausgeführte Arbeit gleich $4\pi m J$. Man kann nun aus den Messungen der magnetischen Elemente die magnetische Kraft in der Richtung der Tangente längs einer geschlossenen Kurve s an der Erdoberfläche berechnen. Es sei diese Komponente x_s, so ist die Arbeit beim Herumführen des Magnetpols m rund um die Kurve:

$$A = \int^{s} m\, x_s\, d\, s = 4\, \pi\, m\, J.$$

J ist die Elektrizitätsmenge welche pro Sekunde durch das von der Kurve s eingeschlossene Stück der Erdoberfläche in die Luft hinausströmt.

Als solche Kurve können wir einen Breitekreis nehmen, z. B. den 60. der nördlichen Halbkugel. x_s bedeutet in diesem Fall die Westkomponente der Horizontalintensität. Nennt man den Mittelwert dieser Komponente längs dieses Breitegrades M, so ist, wenn R den Erdradius darstellt und östliche Richtung als positiv gerechnet wird:

$$4\, \pi J = 2\, \pi R \cos 60^0 M;\ J = \tfrac{1}{4}\, R M.$$

J bedeutet die Stromstärke, welche die vom 60. Breitegrade eingeschlossene Kalotte in Richtung von Nord nach Süd durchläuft.

Auf dieselbe Weise kann man die Stärke des Stromes berechnen, welche die vom 55. Breitegrad eingeschlossene Kalotte durchläuft. Der Unterschied zwischen diesem Wert und dem vorhin erhaltenen giebt die Elektrizitätsmenge, welche parallel der Erdachse in der Zone zwischen 55^0 n. Br. und 60^0 n. Br. von Nord nach Süd fliesst.

Eine solche Rechnung wurde von Ad. Schmidt durchgeführt, wobei er die von Neumayer ausgearbeitete Karte (Fig. 283) für das Jahr 1885 benutzte. Sie führte zu dem Resultat, dass auf der nördlichen Halbkugel, besonders in mittleren Breiten (um 50^0) Ströme aus der Erdoberfläche in die Luft hinaufsteigen, um von da in niedrigen Breiten zur Erde zurückkehren. Auf der südlichen Halbkugel herrschen ähnliche Verhältnisse, indem die Elektrizität in den polarnahen Gegenden hinaufströmt und am Äquator wieder hinuntersinkt. Die Stärke des Stromes durch die vom 40. nördlichen Breitegrad eingeschlossene Kalotte sollte

nach der Berechnung von Ad. Schmidt $3{,}5 . 10^6$ Amp. betragen, einer Stromstärke von 0,04 Amp. pro km² entsprechend.

Bauer, der eine ähnliche Berechnung ausgeführt hat, findet, dass nördlich vom 45. nördlichen Breitegrad $3{,}8 . 10^6$ Amp. von der Erdoberfläche in die Höhe steigen, dass dagegen in der Zone zwischen 45° n. und 45° s. Br. ein Strom von $6{,}5 . 10^6$ Amp. aus der Luft zur Erdoberfläche heruntersinkt, woraus folgt, dass der aufsteigende Strom südlich vom 45° s. Br. $2{,}7 . 10^6$ Amp. beträgt. Die Verteilung der Ströme ist nicht symmetrisch um den Äquator. Die Stromstärke zwischen den nachstehenden Breitegraden hat nach Bauer folgende Werte in 10^{-3} Amp. pro km²:

Breite	0	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50	55	60° n. Br.
Stromstärke	36	−20	−22	−54	*−74*	−68	−38	−20	6	125	**164**	154	10^{-3} Amp.

Eine ähnliche Berechnung, die vom 40° und 60° n. Br., 10° w. L. und 30° ö. L. eingeschlossenen Fläche, also den grösseren Teil Europas umfassend, wo die genauesten Messungen ausgeführt sind, führt zu dem Schluss, dass die Stärke des daselbst aufsteigenden Stromes etwa 0,14 Amp. pro km² beträgt.

Rücker hat die ausserordentlich genaue Ausmessung des britischen Reiches zu ähnlichen Rechnungen benutzt; er fand aber kein Anzeichen eines Stromes in der einen oder anderen Richtung. Zu ähnlichen Resultaten kamen betreffs Schweden Carlheim-Gyllenskiöld, betreffs Österreich Liznar. Die Elektrizitätsströmung zwischen Erde und Luft scheint demnach etwas zweifelhaft zu sein.

Die Stärke des magnetischen Feldes nimmt mit steigender Höhe ab. Nimmt man einen centralen Magneten an, so sollte diese Abnahme nach der dritten Potenz der Entfernung vom Mittelpunkt, d. h. um etwa 0,05 Proz. pro km, erfolgen. Sie ist jedoch ausserordentlich viel schneller, wie die Messungen zeigen. Die ersten solchen wurden im Luftballon von Gay-Lussac und Biot ausgeführt. Die Genauigkeit der erlangten Resultate war viel zu gering, um daraus Schlüsse zu ziehen.

Kreil führte dagegen Beobachtungen im Gebirge der Alpen aus und verglich dieselben mit den Beobachtungen in nahegelegenen Thälern. Ähnliche Messungen wurden von Moureaux in den Pyrenäen ausgeführt. Die gefundenen Werte sind sehr unregelmässig und ergeben sogar bisweilen eine Zunahme des Magnetfeldes mit der Höhe. Als Mittel der an 7 Alpenstationen von Kreil ausgeführten Messungen findet man eine Abnahme um 0,3, als Mittel der drei Beobachtungen

in den Pyrenäen eine solche von 0,4 Proz. pro km. Die vielen Unregelmässigkeiten zeigen, dass ein bedeutender Teil der beobachteten Erscheinung auf lokale Störungen zurückzuführen ist, was die Bearbeitung dieser Ziffern stark erschwert.

Liznar hat jedoch eine solche Bearbeitung von neueren Messungen ausgeführt und ist zu dem Schluss gekommen, dass die Westkomponente des Erdmagnetismus mit der Höhe zunimmt, wogegen die anderen Komponenten abnehmen und zwar etwa dreimal so schnell, als man nach der Theorie zu erwarten hätte. Um dies zu erklären, kann man in den unteren Luftschichten elektrische Ströme annehmen, die von W nach E und etwas von N nach S fliessen.

In der That fliesst ein Luftstrom von dieser Richtung in den mittleren und unteren Luftschichten — wenn man von den allerniedrigsten absieht (vgl. S. 689). Da dieser Wind positive Elektrizität mitführt, so ist die Annahme eines gleich gerichteten elektrischen Stromes wohl begründet.

Magnetische Wirkungen des Sonnen- und des Erd-Körpers. Oben haben wir nach A. Schuster als die mutmaassliche Ursache der täglichen Schwankung der Magnetnadel eine elektrische Strömung oberhalb der Erdoberfläche angegeben. Man könnte aber erst die Vermutung prüfen, ob nicht eine Magnetisierung der Sonne genügen würde, die Beobachtungen zu erklären.

Wenn A^1 die Magnetisierung pro m³ der Sonne, A diejenige der Erde, R die Entfernung und r den Halbmesser der Sonne bedeuten, so gelten für die Feldstärke F^1, welche von der Sonne herrührt und diejenige F^e, welche von der Magnetisierung der Erde am Äquator erzeugt wird, folgende Formeln:

$$F^1 = \frac{8}{3}\,\pi\,A^1 \left(\frac{r}{R}\right)^3;\quad F^e = \frac{4}{3}\,\pi\,A.$$

Nun ist F_e ein Minimum der F-Werte der Totalintensität, folglich wird:

$$\frac{F^1}{F} < \frac{A^1}{4A}\left(\frac{2r}{R}\right)^3 < 2\cdot 10^{-7}\,\frac{A^1}{A},$$

nachdem $2r : R$ den Wert $1:107.6$ besitzt. Danach würde die Schwankung des erdmagnetischen Feldes zufolge der Einwirkung der Sonne immer unter dem zuletzt geschriebenen Wert bleiben. Da man nun tägliche Schwankungen desselben von der Grösse 3.10^{-3} beobachtet, so müsste die Magnetisierung A^1 der Sonne diejenige A der Erde um etwa den 15000fachen Betrag übersteigen. In jedem Kubikmeter der Sonne müsste

demnach ebensoviel Magnetismus befindlich sein, wie in etwa 50000 kg magnetisch gesättigten Stahlmagneten, d. h. die Sonne müsste 7,5 mal so stark magnetisiert sein wie der am kräftigsten magnetisierte Stahl. Dieser Wert scheint so gross, dass man allgemein die Hypothese verlassen hat, dass die Sonne, wenn sie auch von den stärksten Strömen umkreist wäre, durch magnetische Fernewirkung die täglichen Schwankungen des Erdmagnetismus hervorbringen könnte. Es wäre aber trotzdem sehr verfrüht, überhaupt den Einfluss der Sonne auf den Erdmagnetismus für nur scheinbar erklären zu wollen (vgl. S. 135).

In derselben Weise kann man mit besserem Erfolg die Wirkung der Erde als der Hauptsache nach von magnetischen Massen in ihrem Inneren herrührend erklären. Wir haben oben gesehen, dass die Erde eine Eigenladung besitzt. Nehmen wir an, die normale Ladung der Erdoberfläche sei so gross, dass sie einem Potentialgefälle von 300 Volt pro Meter, d. h. einer elektrostatischen Einheit pro Meter entspreche, so ist nach S. 881 die Erdladung $\mu = -1:4\pi \cdot 100$ elektrostatische Einheiten oder $2.6.10^{-14}$ elektromagnetische Einheiten pro cm^2. Da weiter die mittlere Geschwindigkeit der Erde 296 m pro Sek. beträgt, so entspricht dies einer Stromstärke für jeden Centimeter eines Erdmeridians von $7{,}7\ 10^{-10}$ elektromagnetischen Einheiten, d. h. $7{,}7\ 10^{-9}$ Amp. Für jeden km hätte man also eine Stromstärke von $7{,}7\ 10^{-4}$ Amp. oder längs des ganzen Erdquadranten von nur 7,7 Amp. Auch mit Zuhilfenahme der Magnetisierung eines inneren Eisenkernes in der Erde würde man nur zu Werten gelangen, die viel geringer wären als die thatsächlich beobachteten. Die Richtung der Magnetisierung würde aber mit der wirklich existierenden übereinstimmen.

Nach unseren jetzigen Kenntnissen hat man nicht mit der Ladung der Erdkruste zu rechnen, denn sie wird ungefähr von derjenigen der niederen Luftschichten aufgehoben, sondern man müsste die negative Ladung der höchsten Luftschichten in die Rechnung einführen. Wie gross aber diese ist, lässt sich noch nicht schätzen, nur hat man berechtigte Gründe zu vermuten, dass sie diejenige der Erdoberfläche mehrere mal übertrifft. Vielleicht kann sie auch genügend gross sein, um die Magnetisierung der Erde zu erklären.

Erdströme. Als die Telegraphenlinien errichtet wurden, musste man bald bemerken, dass das telegraphische Drahtnetz bisweilen von elektrischen Strömen durchflossen wird, welche so kräftig sind, dass sie die telegraphischen Signale vollkommen unkenntlich machen. Dies geschieht teils bei Gewittern zufolge von Entladungen

oder Induktionsströmen im Drahtnetz, teils aber auch bei anderen Gelegenheiten, wenn Gewittererscheinungen nicht in merklichem Grade hervortreten.

Matteucci beobachtete zuerst das Auftreten von heftigen telegraphischen Störungen bei einem starken Nordlicht am 27. Oktober 1848. Er studierte danach die Ströme, welche in Drähten entstehen, deren beide Enden durch zwei Endplatten mit der Erde in Kontakt stehen.

Ganz anders richtete Barlow seine Versuche ein, indem er keine Erdleitung benutzte, sondern die Ströme in einer geschlossenen Drahtschlinge studierte (1849). In diesem Fall können keine anderen Ströme zu stande kommen als diejenigen, welche durch Änderung der auf der Fläche der Schlinge senkrechten Komponente des Erdmagnetismus entstehen.

Seitdem kann man zwei leitende Ansichten in den Arbeiten auf diesem Gebiet vorfinden, indem einige Forscher, darunter Lamont, geneigt sind, die Erdströme, d. h. die vermittels zwei Kontaktplatten aus der Erde abgezweigten Ströme als Ursache der Störungen des Erdmagnetismus anzusehen, andere dagegen die Schwankungen des Erdmagnetismus als Ursache der Erdströme betrachten.

Man hat in dieser Hinsicht ebenso wie bei den magnetischen Schwankungen zwischen heftigen Störungen und den langsamen regelmässigen Schwankungen zu unterscheiden. Bei der Beurteilung der letzteren müssen die ersteren aus dem statistischen Material ausgeschieden werden.

Was erst die Störungen betrifft, so sind sie am häufigsten in nordlichtreichen Jahren. So z. B. giebt Preece die Jahre 1859—60, 1872 und 1883 als durch ungewöhnlich heftige Störungen charakterisiert an. Sie entsprechen den Sonnenfleckenmaxima in den Jahren 1859, 1870 und 1883. Nach Preece sind auch wahrscheinlich die Störungsströme parallel der Linie gerichtet, welche die Mittelpunkte der Erde und der Sonne verbinden. Sie treten vollkommen gleichzeitig über der ganzen Erde auf und gleichzeitig mit den grossen magnetischen Stürmen und Polarlichtern. Die Störungen können sehr grossen elektromotorischen Kräften entsprechen, so z. B. erreichten diese auf 500—600 km langen Linien in Frankreich während der Nordlichttage 29. Aug. — 3. Sept. 1859 nicht weniger als 700 bis 800 Volt, d. h. etwa 1,37 Volt pro km. Die Potentialdifferenzen sind nämlich im allgemeinen der Entfernung der Erdplatten proportional. Ähnliche Grössen, 1,1 Volt pro km, beobachtete man in England am 31. Jan. 1881. Nach Cleveland Abbe soll man sogar in Amerika auf der Linie New York-Elisabeth, welche jedoch nur 20 km lang ist und durch grosse Centren der elektrischen Industrie

läuft, am 16. Juli 1892 Potentialdifferenzen von 9 Volt pro km beobachtet haben.

Airy hat auf zwei 12 bezw. 16 km langen Linien, die in Greenwich endeten, in den Jahren 1865 bis 1867 die Störungen durch Erdströme gemessen und daraus geschlossen, dass sie magnetische Störungen hervorbrachten und nicht umgekehrt. Einige Fälle kamen jedoch vor, in welchen die beiden Arten von Störungen nicht gleichzeitig eintrafen. Ellis hat diese Untersuchungen an einigen besser gelegenen Linien fortgesetzt und ist zu demselben Schluss gekommen. Die Eintritts-Zeiten der beiden Erscheinungen unterschieden sich nicht um mehr als 3 Min., was innerhalb der Beobachtungsfehler lag.

Zu dem entgegengesetzten Schluss kam Blavier bei seiner Untersuchung der Störungen in einigen Telegraphenlinien, die von Paris ausgehen. Er sah die magnetischen Störungen als primär an; seine Ansicht wird jedoch von Moureaux, der neuere Untersuchungen in Frankreich angestellt hat, nicht unterstützt.

Die ausführlichsten Untersuchungen der Erdströme sind von Weinstein ausgeführt worden. Sie betreffen die Strömungen, welche in den Linien Berlin—Dresden (120 km in fast nord-südlicher Richtung) und Berlin—Thorn (262 km in fast west-östlicher Richtung) von registrierenden Galvanometern aufgeschrieben wurden. Dabei sind die „unruhigen“ Tage ausgeschlossen; jedoch blieben zur Bearbeitung 5000 Aufzeichnungen übrig.

Es wurde erst ein konstanter Strom in der Leitung beobachtet, welcher der Differenz der Mittelwerte des Potentiales der Endplatten an den drei Stellen entspricht. Diesen konstanten Strom sieht Weinstein als ganz zufällig an, indem er von der Natur der Erdplatten abhängen soll, und in der That änderte sich dieser Strom bei einer Änderung der Erdplatte in Berlin. Es mag jedoch wohl sein, dass ein Teil des konstanten Stromes nicht von Ungleichheiten der Erdplatten herrührt, sondern von ihrer Lage, da man im Gebirge gefunden hat, dass der Erdstrom von niedrigen nach hoch gelegenen Orten fliesst. So z. B. fand Brander, dass der Strom immer von Airolo zu dem 950 m höher gelegenen Hospiz auf St. Gotthard fliesst. Die Potentialdifferenz zeigte ein flaches Maximum um 5^h Vorm. und war stärker in der Nacht als am Tag. Brander benutzte als Elektroden amalgamierte Zinkstücke, die in porösen, mit Zinksulfatlösung gefüllten Thongefässen standen, sodass keine merkliche Potentialdifferenz zwischen verschiedenen Elektroden vorkam.

Eine grosse Regelmässigkeit zeigte der tägliche Gang des Erdstromes zu Berlin, welcher durch die Kurve Fig. 304 dargestellt ist. Der Strom in ost-westlicher Richtung zeigt genau denselben Gang wie derjenige in süd-nördlicher, nur ist seine Schwankung etwa 2,5 mal geringer. Ein erstes unbedeutendes Minimum der süd-nördlichen Komponente (beinahe gleich dem Mittelwert Null) tritt um 3 Uhr Vorm. ein, danach steigt die Stromstärke auf ein sekundäres Maximum um 7 Uhr Vorm., passiert die Null-Lage um $8^h\ 15^m$ Vorm. und erreicht das Hauptminimum um $11^h\ 30^m$ Vorm. Von da ab steigt die Stromstärke schnell, passiert um $2^h\ 15^m$ Nachm. die Null-Lage und um $4^h\ 20^m$ Nachm. das Hauptmaximum. Von

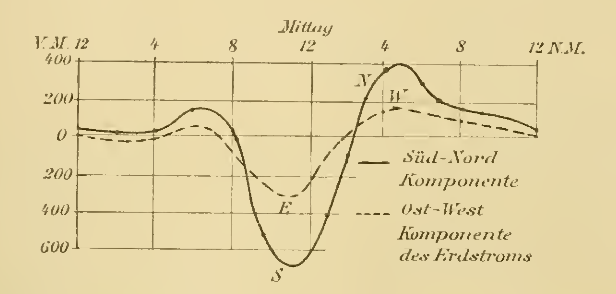


Fig. 304. Tägliche Schwankung der beiden Komponenten des Erdstroms zu Berlin nach Weinstein.

da ab sinkt sie ziemlich regelmässig mit einer kleinen Einbiegung um $7^h\ 30^m$ und einer kleinen Ausbuchtung um $9^h\ 15^m$ auf das Nachtminimum um 3 Uhr. Die Schwankung der ost-westlichen Strömung ist derjenigen der süd-nördlichen um etwa eine halbe Stunde voraus, sodass die Extremwerte bei jener etwas früher eintreffen. Die Schwankungskurve zeigt eine grosse Ähnlichkeit mit derjenigen der Deklination, aber noch mehr mit derjenigen der Totalkraft des Erdmagnetismus (vgl. Fig. 295).

Die tägliche Schwankung, ausgedrückt als Abweichung vom Mittelwert der totalen Stromstärke, welche aus den beiden Komponenten zusammengesetzt ist (vorderste Kolumne), zeigt sich in der folgenden Tabelle:

Vormittag		0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Winter	149	—125	—64	—39	—35	—51	—93	—94	—24	—18	—93	+45	208
Frühl.	263	—245	—242	—253	—246	—227	—201	—94	—10	—73	—50	+319	605
Sommer	321	—215	—223	—209	—193	—143	—67	—80	—195	—65	+233	486	581
Herbst	250	—168	—203	—232	—241	—231	—186	—131	—127	—108	+118	392	533

Nachmittag		0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Winter	149	+244	121	−83	−38	+38	30	6	15	47	60	16	−76
Frühl.	263	+566	266	−174	−62	+213	174	68	−4	−33	−67	−133	−209
Sommer	321	+443	134	−227	−41	+149	219	149	14	−132	−202	−214	−222
Herbst	250	+430	111	−160	+116	233	184	65	−26	−68	−81	−98	−129

Sehr charakteristisch ist der Stillstand in der Nacht, „die Änderungen der Stromstärke in den Nachtstunden können, an den Aufzeichnungen selbst, nur bei grosser Sorgfalt in der Ablesung überhaupt konstatiert werden".

Ebenso auffällig ist die Jahresschwankung in der Stromstärke. Sie beträgt im Mittel:

Im Frühling	Sommer	Herbst	Winter
263	321	250	149

in willkürlichen Einheiten.

Der tägliche Gang ist in grossen Zügen qualitativ derselbe im ganzen Jahr. Nur verflachen sich die Abend- und Nachtschwankungen im Sommer, wogegen die primären Tageswellen im Winter am schwächsten entwickelt sind. Die Eintrittszeiten der Extremwerte am Tag schieben sich im Sommer gegen die Auf- und Untergangszeit der Sonne auseinander. Wie die magnetischen Schwankungen sind also auch diese von dem Gang der Sonne abhängig.

In quantitativer Hinsicht ist dagegen die Stromschwankung recht verschieden in den verschiedenen Jahreszeiten. „Das Hauptmaximum der Stromentwickelung fällt offenbar auf die Mitte zwischen März und April, ungefähr auf das Frühlings-Äquinoktium, darauf folgt ein sekundäres Maximum zwischen Juni und Juli, also etwa um die Sommersonnenwende, ein weiteres, noch geringeres Maximum zwischen September und Oktober, vielleicht mit der Herbst-Tag- und -Nachtgleiche zusammenfallend. Das Hauptminimum findet sich im Dezember und zwar ist dieses Minimum auffallend geringfügig." Die täglichen Maximalwerte der Stromstärke sind in folgender Tabelle wiedergegeben, sie erinnern an den jährlichen Gang der Störungen der magnetischen Elemente (vgl. S. 966):

Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
431	586	771	**1062**	928	*856*	**920**	844	792	747	454	*296*	741

Die Richtung des Stromes fällt im Mittel in das Sonnenvertikal, obgleich grosse Abweichungen vorkommen; dieselben sind am geringsten im Sommer, wenn die Sonnenwirkung am kräftigsten ist. Besonders

gering ist die Abweichung in den Stunden um Mittag, wenn die Stromstärke ihr Maximum bezw. Minimum durchläuft, und um Mitternacht.

Die Daten für den Sommer mögen dies näher beleuchten. Die Ziffern geben den Unterschied an zwischen dem Azimut der Richtung des Erdstromes und demjenigen der Sonne.

Vormittag	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Unterschied	−2	−21	−39	−59	−71	−78	−79	−52	+34	38	27	9°
Nachmittag	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Unterschied	−15	−37	−12	+78	71	61	49	36	19	12	13	8°

Diese regelmässigen Schwankungen eignen sich viel besser als die Störungen, um zu entscheiden, ob die Erdströme die magnetischen Schwankungen verursachen oder umgekehrt. Wenn nämlich die erste Alternative richtig ist, so müssen die magnetischen Elemente, von welchen Weinstein besonders die Vertikalintensität (in Wien) untersuchte, ihre Extremwerte durchlaufen, wenn die Stärke des Erdstromes Maxima besitzt. Ist dagegen die andere Alternative die richtige, so muss der Erdstrom Maxima zeigen gleichzeitig mit dem ersten Differentialquotienten, oder mit anderen Worten mit der grössten Ab- oder Zunahme pro Zeiteinheit in den magnetischen Elementen.

Weinstein findet nun, dass betreffs der Vertikalintensität die zweite Alternative in direktem Widerspruch mit der Erfahrung steht, welche dagegen im allgemeinen sehr gut mit der ersten Alternative übereinstimmt. Auch die Horizontalintensität zeigt in grossen Zügen eine Übereinstimmung mit der Stärke des Erdstromes. Abweichungen zwischen diesen beiden Grössen können in einigen Fällen erklärt werden. Weinstein kommt zuletzt zu dem Schluss, „dass wenigstens ein Teil der an den Magnetometern beobachteten Variation nur scheinbar den Erdmagnetismus selbst betrifft, in Wahrheit aber auf Änderungen des Erdstromes beruht".

Eigentümlich genug fand Battelli, der sehr umfangreiche Messungen über den Erdstrom in Italien ausführte, keine Übereinstimmung im Gang der Vertikalintensität und des Erdstromes (im Gegensatz zu Weinstein). Vielmehr entsprach die nord-südlich gerichtete Komponente des Erdstromes Änderungen der Deklination und die ost-westliche Komponente Änderungen der Horizontalintensität. Die Änderungen der Stärke des Erdstromes gehen nach Battelli denjenigen des Erdmagnetismus um einige Minuten voran. (Die von anderen Beobachtern konstatierte Gleichzeitigkeit ist wahrscheinlicher.) Wenn die

Erdströme symmetrisch um den Beobachtungsort verteilt sind, so haben sie keinen Einfluss auf die Vertikalintensität, wie Battelli beobachtet hat. In Gebirgsländern mag das anders sein.

Bei Erdbeben werden häufig die magnetischen Instrumente beunruhigt, auch wenn sie sehr weit von dem Centrum der Erschütterung aufgestellt sind. Einige, wie v. Bezold, haben die Ansicht ausgesprochen, dass diese Störungen nur auf mechanische Erschütterungen zurückzuführen sind. Andere meinen, dass bei den Erdbeben wirkliche Erdströme entstehen, die auf die Magnete einwirken. In der Nähe der vulkanischen Ausbruchsstellen wurden häufig starke Schwankungen der Magnetnadel beobachtet, wie zuletzt bei den Ausbrüchen des Mt. Pelée auf Martinique (1902).

Um diese Frage zu entscheiden, hing Moureaux einen Kupferstab auf, der dem Bifilarmagnetometerstab ähnlich eingestellt wurde. Während nun dieser beim Erdbeben in sehr deutliche Schwingungen geriet, war bei dem Kupferstab gleichzeitig nichts davon zu spüren. Diese Beobachtung spricht sehr zu Gunsten der Ansicht, dass die Erdbebencentren elektrische Strömungen aussenden, die weithin fühlbar sind. So z. B. hat das Bifilarmagnetometer zu Parc St. Maur ein Erdbeben bei Calcutta am 12. Juni 1897, dasjenige in Potsdam das grosse japanische Erdbeben vom 22. März 1894 registriert.

Es ist aber auch vorgekommen, dass heftige Erdstösse in Frankreich stattfanden, z. B. am 2. September 1896, als die nördlichen Departemente Pas-de-Calais, Somme und Nord, sowie Belgien von einer heftigen Erderschütterung heimgesucht wurden, ohne dass die magnetischen Instrumente in Parc St. Maur etwas angegeben hätten. Auch dieser Befund giebt einen Wahrscheinlichkeitsbeweis gegen die Ansicht, dass die mechanischen Erschütterungen in ähnlichen Fällen ausschlaggebend sind. Dagegen kann man sich wohl vorstellen, dass tektonische Erdbeben vorkommen können, die zu keinen nennenswerten elektrischen Störungen Anlass geben.

Personenregister.

Sachregister.

Druck von August Pries in Leipzig.





